

Міністерство освіти і науки України
Східноєвропейський національний університет імені Лесі Українки
Фізичний факультет

Лабораторний практикум із молекулярної фізики й термодинаміки

*Навчальний посібник для студентів вищих
навчальних закладів*

Видання друге, виправлене, змінене та доповнене

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України

Луцьк
2013

УДК 539.1(075.8)

ББК 22.36я73

Л 12

*Рекомендовано Міністерством освіти і науки України
(лист № 1/11 – 1221 від 26.02.2010 р.)*

Рецензенти:

Макарець М. В. – доктор фізико-математичних наук, професор, декан фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка;

Федосов А. В. – доктор фізико-математичних наук, професор, проректор з науково-педагогічної роботи Луцького національного технічного університету;

Смолюк І. О. – доктор педагогічних наук, професор, декан педагогічного інституту Східноєвропейського національного університету імені Лесі Українки

Лабораторний практикум із молекулярної фізики й термодинаміки : навч. Л 12 посіб. для студ. вищ. навч. закл. – Вид. 2-ге, виправл., змін. та доповн. / Н. А. Головіна, Г. П. Кобель, В. П. Доскоч, Л. Р. Калапуша – Луцьк : Вежа-Друк, 2013. – 248 с.

ISBN 978-966-2750-35-5

У посібнику розкрито основні поняття молекулярної фізики, розширено інформацію про внутрішню енергію, фазові переходи, ентропію та додано матеріали про явища переносу.

Видання призначене для студентів фізичних факультетів університетів, які вивчають загальний курс фізики (молекулярна фізика, термодинаміка). Книгою можуть успішно користуватися під час підготовки до лабораторних робіт студенти інших факультетів, які вивчають цей курс фізики.

УДК 539.1(075.8)

ББК 22.36я73

© Головіна Н. А., Кобель Г. П., Доскоч В. П.,
Калапуша Л. Р., 2013

ISBN 978-966-2750-35-5

© Гончарова В. О. (обкладинка), 2013

Передмова до другого видання

Освітнє та прикладне значення лабораторного практикуму в курсі загальної фізики важко переоцінити. Без нього курс не може бути засвоєний.

Навчальний посібник "Лабораторний практикум із молекулярної фізики та термодинаміки" призначений для студентів-фізиків вищих навчальних закладів, і складений у відповідності з існуючими програмами курсу загальної фізики.

Протягом трьох років ним успішно користувались студенти та викладачі фізичного факультету нашого університету та інших навчальних закладів. Практика показала потребу у доповненні теоретичного розділу посібника.

Колектив авторів вирішив підготувати друге видання, перероблене та доповнене, яке призначене не тільки для викладання, але й для самостійного вивчення відповідного розділу фізики. Загальний характер книги збережений. Основні зміни полягають в наступному. У першому розділі, де стисло проаналізовано основні поняття молекулярної фізики, розширено інформацію про внутрішню енергію, фазові переходи, ентропію та додано матеріал про явища переносу. У додатку посібника поміщено періодичну систему елементів Д. І. Менделєєва.

Автори вдячні за зауваження та побажання, які сприяли поліпшенню книги. Надіємось, посібник принесе користь студентам, викладачам і буде сприяти підвищенню рівня розуміння фізики та свідомої зацікавленості до цієї науки.

За надану допомогу у підготовці другого видання посібника автори висловлюють подяку старшому лаборанту Дейнеці О. Б. та інженеру кафедри Бурлаці О. О.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	7
РОЗДІЛ I. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ МОЛЕКУЛЯРНОЇ ФІЗИКИ.....	9
§ 1.1. Тиск. Одиниці тиску.....	9
§ 1.2. Об'єм. Одиниці об'єму.....	10
§ 1.3. Температура. Вимірювання температури.....	11
§ 1.4. Кількість речовини. Одиниці кількості речовини.....	18
§ 1.5. Маса в молекулярній фізиці	18
§ 1.6. Внутрішня енергія. Кількість теплоти.....	20
§ 1.7. Теплоємність тіл. Одиниці теплоємності.....	22
§ 1.8. Поняття про фазові переходи.....	23
§ 1.9. Ентропія. Обчислення ентропії.....	26
§ 1.10. Явища переносу.....	32
РОЗДІЛ II. ОСНОВНІ ВИМОГИ ДО ВИКОНАННЯ СТУДЕНТАМИ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМУ.....	40
§ 2.1. Загальні вимоги до підготовки, виконання й оформлення робіт лабораторного практикуму.....	40
§ 2.2. Правила техніки безпеки під час виконання лабораторного практикуму.....	43
§ 2.3. Похибки та їхнє оцінювання під час обробки результатів вимірювання.....	46
§ 2.4. Інформація про Міжнародну систему одиниць.....	54
§ 2.5. Відомості про вчених у галузі молекулярної фізики і термодинаміки.....	61
РОЗДІЛ III. ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ.....	86
Лабораторна робота №1. Вимірювання температури та перевірка термометрів.....	86
Лабораторна робота №2. Визначення маси молекули ефіру.....	90
Лабораторна робота №3. Визначення універсальної газової сталої методом відкачування.....	92
Лабораторна робота №4*. Визначення молярної маси й густини газу методом відкачування.....	95
Лабораторна робота №5. Визначення середнього термічного коефіцієнта тиску газів та вимірювання температури газовим термометром.....	99
Лабораторна робота №6*. Визначення коефіцієнта взаємної дифузії повітря та водяної пари.....	102

Лабораторна робота №7. Визначення середньої довжини вільного пробігу молекул повітря та їх ефективного діаметра.....	108
Лабораторна робота №8. Визначення коефіцієнта в'язкості повітря капілярним методом.....	113
Лабораторна робота №9*. Визначення коефіцієнта теплопровідності повітря методом нагрітої нитки.....	119
Лабораторна робота №10. Визначення залежності температури кипіння води від зовнішнього тиску.....	125
Лабораторна робота №11. Визначення абсолютної та відносної вологості повітря.....	128
Лабораторна робота №12. Визначення відношення теплоємностей газу методом Клемана й Дезорма.....	134
Лабораторна робота №13*. Визначення відношення теплоємностей повітря за сталих тиску та об'єму.....	137
Лабораторна робота №14*. Визначення відношення теплоємностей повітря за сталих тиску та об'єму резонансним методом.....	143
Лабораторна робота №15. Визначення водяного еквівалента калориметра й термометра.....	150
Лабораторна робота №16. Визначення кількості теплоти, яка втрачається калориметром в навколишнє середовище.....	156
Лабораторна робота №17. Визначення питомої теплоти пароутворення води.....	160
Лабораторна робота №18*. Визначення теплоти пароутворення води.....	162
Лабораторна робота №19. Визначення питомої теплоємності рідин електричним калориметром.....	168
Лабораторна робота №20. Визначення коефіцієнта в'язкості рідини методом Стокса.....	171
Лабораторна робота №21. Визначення коефіцієнта лінійного розширення твердих тіл й об'ємного розширення рідин.....	175
Лабораторна робота №22. Визначення поверхневого натягу рідини методом Ребіндера.....	180
Лабораторна робота №23. Визначення поверхневого натягу рідин методом відриву крапель.....	187
Лабораторна робота №24. Визначення коефіцієнта поверхневого натягу методом підняття рідини в капілярах.....	194
Лабораторна робота №25*. Визначення теплоємностей твердих тіл.....	197

Лабораторна робота №26. Визначення теплопровідності твердих тіл.....	203
Лабораторна робота №27*. Визначення зміни ентропії в процесі нагрівання та плавлення олова.....	207
Лабораторна робота №28. Техніка одержання та вимірювання вакууму.....	210
Лабораторна робота №29*. Моделювання необоротності теплових процесів (розширення газу в пустоту, дифузія та теплопровідність).....	223
ДОДАТКИ.....	231
ЛІТЕРАТУРА.....	241
ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК.....	242
ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК.....	243

ВСТУП

Серед багатьох методів наукового пізнання, якими користуються фізики, особливе місце посідає експериментальний метод. Наукові істини, добуті експериментально, часто стають основою фізичних теорій. З іншого боку, висновки цих теорій перевіряються й уточнюються, зазвичай, за допомогою експерименту. У цьому сенсі фізика – експериментальна наука.

Оскільки курси з фізики, як і з інших предметів, формуються за рахунок відповідної наукової інформації, то цілком очевидно, що вивчення фізики у загальноосвітніх та вищих навчальних закладах неможливе без експерименту. Так, наприклад, навчальний план для студентів ВНЗ фізичних спеціальностей передбачає на лабораторний практикум із курсу "Загальна фізика" 25 % від усієї кількості аудиторних годин.

Однак у реалізації цієї проблеми є істотні труднощі. Одна з них – відсутність відповідних посібників для студентів ВНЗ, котрі вивчають фізику. Масовими накладками така література випускалася ще в 60–80 роках минулого століття. Отож, цілком очевидно, що посібники з фізики такого призначення або зовсім відсутні, або вони вже не відповідають вимогам сьогодення.

Пропонований посібник "Лабораторний практикум з молекулярної фізики і термодинаміки" призначений для студентів ВНЗ, які опановують загальний курс фізики.

Посібник складається з трьох розділів. У першому стисло проаналізовано основні поняття молекулярної фізики (тиск, об'єм, температура, кількість речовини, маса, внутрішня енергія, теплоємність тіл, фазові переходи, ентропія тощо).

У другому розділі висвітлено основні вимоги до виконання студентами лабораторного практикуму; уміщено правила техніки безпеки; наведено класифікацію та методи обчислення похибок; подано стисло інформацію про Міжнародну систему одиниць і відомості про вчених, які працювали в галузі молекулярної фізики й термодинаміки.

У третьому розділі міститься докладна інформація про 29 лабораторних робіт (тема; обладнання; завдання; теоретичні відомості; рисунки; контрольні запитання та завдання). Десять лабораторних робіт із включених у посібник, абсолютно нові, сучасні (№ 4, 6, 8, 9, 13, 14, 18, 25, 27, 29). Кожна з установок цих робіт – комплексний блок вимірювальних приладів й інших

експериментальних засобів разом з об'єктом дослідження. Робота № 29 – це матеріальна модель, за допомогою якої можна вивчати необоротні процеси та визначати їхні параметри. Ці роботи у змісті позначено *.

Широкий вибір тем лабораторних робіт й обладнання до них дає можливість комплектувати лабораторний практикум із молекулярної фізики не тільки для студентів-фізиків, а й для майбутніх хіміків, біологів, географів та інших, які вивчають фізику.

У додатку посібника наведено таблиці фізичних величин та список літератури.

Під час написання посібника використано багаторічний досвід викладачів кафедри загальної фізики та методики викладання фізики Східноєвропейського національного університету імені Лесі Українки.

РОЗДІЛ І

ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ МОЛЕКУЛЯРНОЇ ФІЗИКИ

§ 1.1. Тиск. Одиниці тиску

Тиском називається фізична величина P , яка дорівнює границі відношення числового значення нормальної сили ΔF_n , що діє на ділянку поверхні тіла площею ΔS , до числового значення цієї площі:

$$P = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta F_n}{\Delta S} = \left(\frac{dF}{dS} \right)_n. \quad (1.1)$$

Тиск, якого зазнає стінка посудини або інша поверхня, що стикається з газом, визначається силами, які виникають під час зіткнення молекул, що рухаються безладно й хаотично, із цією стінкою. Вимірюючи тиск, беруть до уваги не миттєве, а середнє значення величини P (макроскопічного параметра) за великі проміжки часу, значно більші від тривалості одного зіткнення. Другою причиною тиску є пружні властивості газу, які зумовлені потенціальною енергією взаємодії молекул.

Основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії газів установлює зв'язок тиску газу (макроскопічна величина) з мікропараметрами системи: концентрацією молекул n_0 , масою окремих молекул m і середньою квадратичною швидкістю $\sqrt{\bar{v}_{кв}^2}$ їхнього руху:

$$P = \frac{1}{3} n_0 m \bar{v}_{кв}^2. \quad (1.2)$$

У стані термодинамічної рівноваги кожний внутрішній параметр є однозначною функцією зовнішніх параметрів і температури системи. Це твердження – результат узагальнень дослідних фактів. Прикладом може слугувати рівняння стану, яке має вигляд $P = f(T, V)$. З нього випливає, що стан системи визначається двома незалежними параметрами, а третій однозначно визначається рівнянням стану.

Тиск газу залежить від довжини вільного пробігу молекул газу: $P \sim \frac{1}{\lambda}$. Стан газу, при якому середня довжина вільного пробігу молекул λ порівняна з розмірами посудини l , у якій міститься газ, називають *вакуумом*. Отже, поняття *вакуум* є відносним і за дуже малих розмірів посудини (пористих систем) він виникає за нормальних умов.

На використанні вакууму ґрунтуються фізико-хімічні дослідження поверхонь, технологія тонких плівок, виробництво

електронних приладів, особливо напівпровідникових.

Зменшити тиск у вакуумній камері можна двома способами: 1) виштовхуванням газу з вакуумної камери (механічний і пароструменевий насоси); 2) конденсацією або захопленням молекул газу на певній частині внутрішньої поверхні камери без видалення назовні (кріогенний, кріосублимаційний, сублімаційний і гетероіонний насоси).

За одиницю тиску в *СИ* прийнято $1 \text{ Н/м}^2 = 1 \text{ Па}$.

Укажемо позасистемні одиниці тиску та їхній зв'язок з одиницею тиску в *СИ* – Паскалем:

$1 \text{ мм рт. ст.} = 1 \text{ Тор} = 133,322 \text{ Па}$;

$1 \text{ мм вод. ст.} = 9,80665 \text{ Па}$;

1 атм (фізична атмосфера) = $760 \text{ мм рт. ст.} = 101\,325 \text{ Па}$;

1 ат (технічна атмосфера) = $1 \text{ кгс/см}^2 = 98066,5 \text{ Па}$;

$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$.

Верхня межа отриманих статичних тисків становить 500 кбар .

У таких технологічних процесах, як синтез алмазу, гідропресування в порошковій металургії, полімеризація під високим тиском, тиски використовують як засоби впливу на властивості речовини.

Вимірюють тиски манометрами, барометрами, вакуумметрами, а також використовують різні датчики.

§ 1.2. Об'єм. Одиниці об'єму

Об'єм – це фізична величина, що визначається простором, який займає дана речовина. Позначається латинською літерою V і вимірюється в *СИ* у метрах кубічних. На практиці часто використовують для вимірювання об'єму 1 мм^3 , 1 см^3 , 1 дм^3 або 1 л і т. д.

Питомий об'єм – це об'єм одиниці маси:

$$V_0 = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}. \quad (1.3)$$

Молярний об'єм – це об'єм, який займає 1 моль даної речовини:

$$V_\mu = \frac{V}{\nu}, \quad (1.4)$$

де V – загальний об'єм речовини; ν – кількість молів даної речовини. Із формули (1.4) цілком очевидно, що молярний об'єм

вимірюється в $\frac{\text{м}^3}{\text{моль}}$.

§ 1.3. Температура. Вимірювання температури

Температура – одне зі складних фізичних понять, до встановлення якого можна підходити з різних поглядів. Феноменологічно температура вводиться через поняття термодинамічної рівноваги. Із погляду статистичної фізики, зміст твердження про термодинамічну рівновагу полягає в тому, що для будь-якої ізольованої макроскопічної системи існує такий єдиний найбільш імовірний стан, який створюється безперервно рухомими частинками, коли протікають процеси лише на молекулярному рівні (динамічна рівновага), а всі макроскопічні процеси припиняються. Якщо дві рівноважні системи привести в тепловий контакт, то внаслідок теплообміну (обміну енергією) вони набувають іншого рівноважного стану. Отже, стан термодинамічної рівноваги системи визначається не лише її зовнішніми параметрами, а й певною величиною T (температурою), яка характеризує її внутрішній стан. Із двох контактувальних систем температура буде більшою в тій, від якої теплота переходить до іншої.

Температура – це фізична величина, яка характеризує ступінь нагрятості тіла.

Вона виражає стан руху молекул рівноважної системи й має однакове значення для всіх частин даної системи, незалежно від числа частинок у ній, і визначається зовнішніми параметрами. Температура – один із параметрів стану макросистеми.

Процес переходу тепла від одного тіла до іншого засвідчує залежність температури тіл від їхньої внутрішньої енергії. Згідно з молекулярно-кінетичною теорією, усі тіла складаються з молекул, які перебувають у тепловому русі. Залежність між середньою кінетичною енергією поступального руху молекул і кількістю переданого тілу тепла для ідеальних газів можна записати у вигляді

$$E = \frac{3}{2} kT, \quad (1.5)$$

де k – стала Больцмана; T – абсолютна температура тіла.

Для реальних газів, рідин і твердих тіл ця залежність складніша.

Отже, температура – умовна статистична величина, яка прямо пропорційна середній кінетичній енергії хаотичного руху молекул

тіла. Звідси випливає, що вимірювання температури має зміст лише за наявності великої кількості молекул. Поняття температури однієї молекули не має змісту, оскільки кінетична енергія окремих молекул тіла може значно відрізнятись від їхньої середньої кінетичної енергії.

Із розподілу Максвелла молекул за швидкостями випливає, що температура характеризує “ширину” розподілу молекул за швидкостями або енергіями, величину природного розкиду кінетичної енергії молекул біля її середнього значення.

Отже, температура як параметр визначає статистику поступального руху молекул.

Ураховуючи формулу (1.5), природно вважати, що *середня кінетична енергія молекул є кількісною мірою температури*. За такого визначення температури вона має, очевидно, вимірюватися в одиницях енергії. Однак на практиці користуватися такою одиницею температури через різні причини незручно. У фізиці, зазвичай, користуються градусом, котрий визначається як одна сота частина різниці показів термометра, уміщеного в пару киплячої води і в танучий лід (градус Цельсія). Множник k (стала Больцмана у формулі (1.5) визначає співвідношення між Джоулем і Кельвіном (градусом).

Якщо брати за основу визначення, що температура пропорційна середній кінетичній енергії частинок (кінетична енергія не може бути від’ємною), то від’ємна абсолютна температура не має фізичного змісту. Однак якщо скористатися більш загальним поняттям про температуру як величину, котра визначає розподіл частинок за енергіями, то ми прийдемо формально до можливості існування абсолютних від’ємних температур.

Із розподілу Больцмана $n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}}$ випливає, що $\frac{n}{n_0}$ – це частка частинок, які перебувають у стані з енергією U .

Прологарифмувавши рівність, дістанемо

$$T = -\frac{U}{k \ln \frac{n}{n_0}}. \quad (1.6)$$

Із виразу (1.6) випливає, що за $n > n_0$ T може набувати від’ємних значень.

Цілком природно, що в стані рівноваги системи всі температури переходів однакові й дорівнюють дійсній температурі даної речовини загалом. Якщо ж яким-небудь способом термодинамічна рівновага

порушується, то температура переходу буде відрізнятися від дійсної температури речовини. Оскільки за термодинамічної рівноваги $n < n_0$, $\ln \frac{n}{n_0} < 0$, то температура буде додатною. Якщо ж яким-небудь методом зрівняти $n = n_0$, то температура дорівнюватиме нескінченності ($T = \pm\infty$), а за інверсної заселеності ($n > n_0$) температура стає від'ємною. Поняття від'ємна температура означає нерівноважний стан системи. Відзначимо, що температура макроскопічного тіла як цілого може бути лише додатною величиною.

Тобто якщо в основу визначення температури покласти розподіл Больцмана, то стан системи, коли на нижньому рівні міститься більше частинок, ніж на верхньому, буде описуватися додатною, а в протилежному разі – від'ємною температурою. Відповідно до такого визначення температури, наприклад, усі частинки в дворівневій системі містяться на другому нижньому енергетичному рівні, то їй відповідає температура переходу $T = +0 \text{ K}$; якщо ж усі частинки містяться на верхньому енергетичному рівні (повна інверсія системи), то $T = -0 \text{ K}$. Стан системи, коли верхній і нижній рівні заселені однаково, відповідає $T = \pm\infty \text{ K}$. Схематично це показано на рис. 1.1.

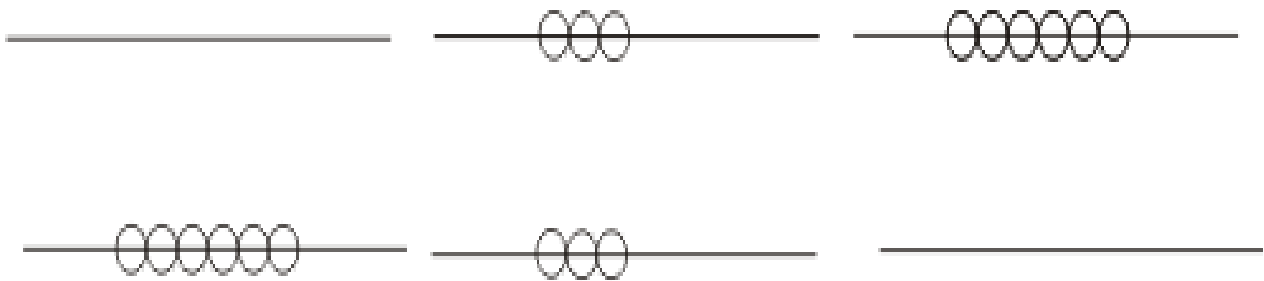


Рис. 1.1. Енергетичні рівні системи

Графік залежності $\frac{n}{n_0}$ від температури показано на рис. 1.2.

Із графіка видно, що повна інверсія виникає за наближення температури переходу до нуля зі сторони від'ємних температур, а повне звільнення верхніх рівнів відбувається при $T \rightarrow 0 \text{ K}$ зі сторони позитивних температур.

Існування стану системи з від'ємною температурою видавалося настільки неймовірним, що до 1940-х років не було навіть спроб отримати інверсні стани.

Фізичного змісту від'ємна температура не має. Це тільки спосіб описати інверсний стан речовини, який реалізується в робочому тілі

будь-якого квантового генератора.

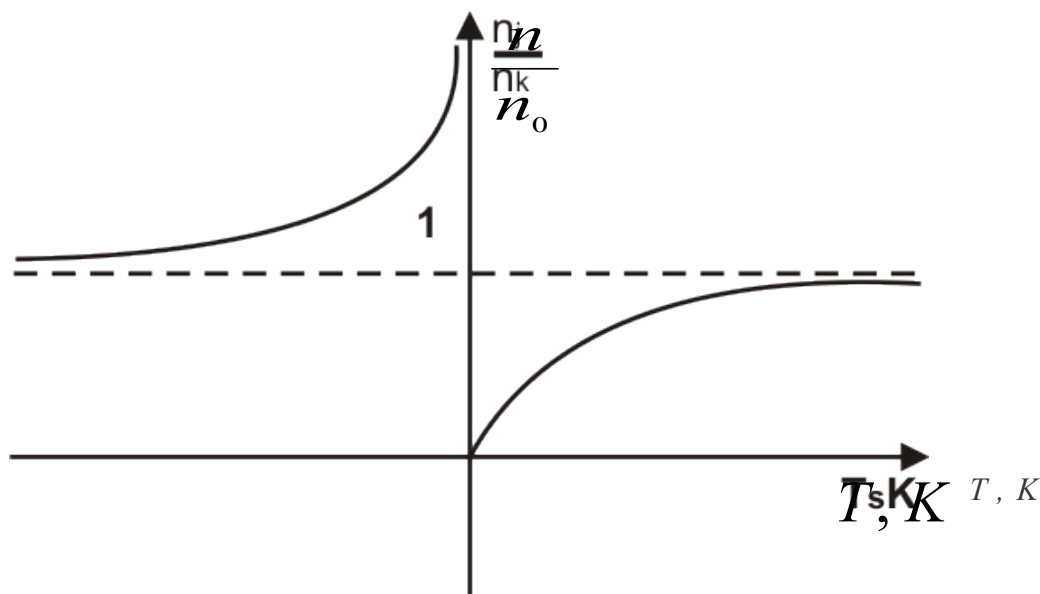


Рис. 1.2. Залежність $\frac{n}{n_0}$ від температури

Вимірювання температури

Виміряти температуру будь-якого тіла безпосередньо неможливо, оскільки в природі не існує еталона одиниці цієї величини. Її визначають за зміною деякої фізичної величини, котра характеризує тіло й однозначно змінюється з температурою. Таке тіло називається *термометричним*.

Властивості речовини, які можна використовувати для вимірювання температури, називають також *термометричними*. До них належать об'єм, густина, довжина, електричний опір, термоелектрорушійна сила й інтенсивність випромінювання. Термометрична речовина під час контакту з нагрітим тілом через певний час набуває щодо нього теплової рівноваги. Такий метод вимірювання дає не абсолютне значення температури нагрітого тіла, а різницю відносно початкової температури робочої речовини, умовно прийнятої за нуль.

Першим приладом, за допомогою якого вимірювали температуру, був водяний термометр (термоскоп) Галілея, створений наприкінці XVI століття. Це скляна куля, заповнена повітрям. Вона закривалася водяним стовпом, висота якого залежала від тиску повітря в кулі й в атмосфері, тому про точність вимірювань такого термометра говорити немає сенсу. Згодом у Тоскані вдосконалили виготовлення термометрів: трубки термометрів заповнювали спиртом й запаювали.

Точність вимірювання – один градус.

При виготовленні термометра, крім термометричного тіла, потрібна шкала. Для градування шкали вибирають *реперні точки*. Це стани теплової рівноваги тіла чи системи тіл, які легко реалізувати. Найчастіше у якості реперних точок вибирають фазові переходи першого роду. Цим станам (переходам) приписують певне значення температури.

Реперні точки відліку на нинішній шкалі температур увів 1702 року французький фізик Амонтон. Одна реперна точка відповідала кипінню води (щоправда, Амонтон не знав, що ця точка залежить від тиску), а друга відповідала сьогodнішньому поняттю *абсолютного нуля*.

Перший сучасний термометр виготовив 1724 року Фаренгейт, голландський складув. Найнижча температура – це найнижча температура суворої зими 1709 року, яку він зімітував сумішшю льоду, кухонної солі й нашатирю. Другу точку отримав, занурюючи термометр у суміш льоду та води. Проміжок між точками Фаренгейт розділив на 32 частини. Отже, за Фаренгейтом, лід плавиться при $32^{\circ}F$. Пізніше він увів ще одну реперну точку – точку кипіння води, яка в його системі нанесення шкали дорівнювала $212^{\circ}F$. Така шкала збереглася й донині в Англії та США.

У Франції використовують шкалу А. Реомюра (1740), побудовану на точках замерзання та кипіння води. Робочими тілами були вода, спирт і, нарешті, ртуть. Учений вибрав як реперну точку температуру танення льоду, а одиницею температури градуса – таке збільшення температури, за якого спирт розширюється на 0,001 свого попереднього об'єму, при цьому отримавши температуру кипіння води $80^{\circ}R$.

Шведський астроном і фізик А. Цельсій 1742 року запропонував нову шкалу температур, яка сьогodні широко використовується на практиці. У ній було взято дві реперні точки – точка замерзання води ($100^{\circ}C$) й точка кипіння води ($0^{\circ}C$). Така „перевернута” шкала не була прийнята, і її знов „перевернули”. У такому вигляді вона існує й нині. Одна сота інтервалу між точкою замерзання води ($0^{\circ}C$) та точкою її кипіння ($100^{\circ}C$) була прийнята – $1^{\circ}C$.

Термодинамічну шкалу температур запропонував англійський фізик У. Томсон (лорд Кельвін) 1848 року. Вона починається з абсолютного нуля, за якого тиск ідеального газу за постійного об'єму дорівнює нулю.

Якщо відома температура тіла за шкалою Цельсія, то можна визначити температуру за шкалою Кельвіна:

$$T = 273,15 + t \text{ (}^\circ\text{C)}. \quad (1.7)$$

1968 року на XIII Генеральній конференції з мір і ваг прийнято новий принцип побудови термодинамічної шкали температур на основі однієї реперної точки – це температура, за якої існують у рівновазі всі три фази води: пара–вода–лід (потрійна точки води). Цьому стану відповідає температура $273,16 \text{ K}$, або $0,01 \text{ }^\circ\text{C}$.

На практиці, згідно з міжнародним договором, прийнято емпіричну, легко відтворювану шкалу, так звану міжнародну практичну температурну шкалу (МПТШ), яка наближається до термодинамічної температурної шкали Кельвіна.

Відтворюючи МПТШ 68, крім реперних точок (потрійна точка води й точка кипіння води), застосовують такі вторинні реперні точки, як температурні рівноваги між твердою та рідкою фазами олова, свинцю тощо. Ця шкала прийнята для обов'язкового градування всіх приладів, призначених для вимірювання температури.

Зв'язок між шкалами, які застосовуються у світовій практиці, крім МПТШ68, установлюють такі формули:

$$t(F) = 32^\circ + 1,8 t \text{ (}^\circ\text{C)}, \quad t(R) = 0,8 t \text{ (}^\circ\text{C)}. \quad (1.8)$$

Ці зв'язки між температурами за різними шкалами можна подати також у вигляді табл. 1.

Таблиця 1

Шкали	Точка плавлення льоду	Точка кипіння води
<i>Цельсія</i>	$0 \text{ }^\circ\text{C}$	$100 \text{ }^\circ\text{C}$
<i>Реомюра</i>	$0 \text{ }^\circ\text{R}$	$80 \text{ }^\circ\text{R}$
<i>Фаренгейта</i>	$32 \text{ }^\circ\text{F}$	$212 \text{ }^\circ\text{F}$
<i>Кельвіна</i>	273 K	373 K

На практиці для вимірювання температури часто користуються скляними рідинними термометрами. Їхня дія ґрунтується на зміні об'єму термометричної речовини з температурою. Для автоматичного регулювання температури використовують контактні ртутні термометри.

Принцип роботи дилатометричних термометрів полягає у відносному видовженні під впливом температури двох твердих тіл, які мають різні температурні коефіцієнти лінійного розширення. Їх використовують як чутливі елементи в системах автоматичного регулювання (біметалеві термометри).

Конструкція та принцип дії манометричних термометрів

ґрунтується на залежності тиску рідини, газу чи пари з рідиною, які містяться у замкнутому об'ємі від температури. Манометричні термометри, залежно від наповнювача термосистеми, поділяють на три типи: газові, конденсаційні (парорідинні) та рідинні.

Описані вище термометри не дають змоги проводити дистанційні вимірювання, мають малий інтервал вимірювань, недовговічні тощо. Цих недоліків позбавлені електричні методи вимірювання температури. До приладів цієї групи належать термоперетворювачі опору, термоелектричні перетворювачі (термопари). Принцип роботи термоперетворювачів опору ґрунтуються на зміні електричного опору металів, електролітів і напівпровідників залежно від температури. Найбільш придатним матеріалом для теплочутливого термоперетворювача опору є платина (в інтервалі $-200+650$ °C) і мідь ($-50+180$ °C). Широко застосовуються в автоматичних системах і контрольно-вимірювальній техніці терморезистори – напівпровідникові термоперетворювачі опору. На відміну від металевих резисторів терморезистори мають від'ємний температурний коефіцієнт, тобто під час нагрівання зменшують опір.

Термоелектричний метод вимірювання температури ґрунтується на ефекті Зеебека. Диференціальна термопара складається з провідників двох різних металів і двох спаїв між ними. Один зі спаїв поміщається в середовище з вимірюваною температурою, другий перебуває при постійній відомій температурі, наприклад, міститься в посудині з танучим льодом. Зазвичай, вимірюється різниця потенціалів, тобто термоелектрорушійна сила між розімкнутими кінцями провідників. Найбільш поширеними термоелектродними матеріалами є платина, платино-іридій, хромель, алюмель, копель, а для вимірювання в лабораторних умовах – мідь, залізо, константан.

Досить високі температури (тисячі градусів і вище) вимірюють за допомогою пірометрів – приладів, дія яких ґрунтується на тепловому випромінюванні в оптичному діапазоні спектра.

Джерело електромагнітного випромінювання може характеризуватися ще й так званою ефективною температурою, котра як і температура переходу, не має фізичного змісту, але зручна для опису інтенсивності та спектрального складу теплових джерел. Річ у тім, що інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла та його спектральний склад добре описуються формулою Планка, де єдиним параметром, від якого залежить інтенсивність та спектральний склад випромінювання, є температура.

Для використання температури як параметра для джерела, котре не є абсолютно чорним тілом, вводиться поняття *ефективної температури*. *Ефективною температурою* даного джерела є температура, яку повинні мати абсолютно чорне тіло і дане тіло, коли їх спектральні густини випромінювання в заданому інтервалі частот є однакові.

Часто користуються поняттям *яскравісної температури*, під якою розуміють таку температуру абсолютно чорного тіла, при якій його випромінювальна здатність („яскравість”) дорівнює випромінювальній здатності даного джерела на відповідній довжині хвилі.

§ 1.4. Кількість речовини. Одиниці кількості речовини

Кількість речовини визначається кількістю її структурних елементів в об’ємі даного тіла. Структурними елементами речовини можуть бути молекули, атоми, протони, нейтрони, електрони тощо. За одиницю кількості речовини взято 1 моль.

1 моль – це кількість речовини, яка містить стільки молекул, скільки є атомів у $0,012$ кг вуглецю $^{12}_6\text{C}$.

Це число називають числом Авогадро й позначають N_A . $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$. Щоб визначити кількість молей даної речовини, потрібно загальне число молекул даної речовини поділити на число Авогадро.

$$\nu = \frac{N}{N_A} \quad (1.9)$$

За одиницю кількості речовини в СІ прийнято 1 моль.

§ 1.5. Маса в молекулярній фізиці

Кількісні співвідношення в молекулярній фізиці вдалося встановити тоді, коли було введено одиниці атомної та молекулярної мас. Оскільки маси атомів і молекул дуже малі, то вводять спеціальну одиницю маси – *атомну (молекулярну) одиницю маси*. За одиницю атомної (молекулярної) маси прийнято $1/12$ маси атома вуглецю $^{12}_6\text{C}$. Цією одиницею й вимірюють маси всіх атомів та молекул. Маса атома чи молекули, визначена таким способом, називається *відносною атомною* або *відносною молекулярною масою*. Якщо масу даного атома (молекули) позначити через m_0 , то відносну атомну (молекулярну) масу можна визначити так:

$$\mu_r = \frac{m_0}{\frac{1}{12} m_{0c}} \quad (1.10)$$

де m_{0c} – маса атома вуглецю $^{12}_6C$. Цілком очевидно, що відносна атомна (молекулярна) маса є величиною безрозмірною. Крім відносної атомної (молекулярної) маси, вводять ще поняття *молярної маси*. *Молярна маса* – це маса одного моля речовини.

За одиницю молярної маси взято 1 кг/моль . Молярну масу можна визначити як добуток маси одного атома (молекули) m_0 , узятій в кілограмах, на число Авогадро N_A .

$$\mu = m_0 N_A. \quad (1.11)$$

Молярну масу даної речовини можна виразити через відносну молекулярну (атомну) масу, яка для всіх атомів подається в таблиці елементів Д. І. Менделєєва.

Відомо, що

$$N_A = \frac{0,012 \frac{\text{кг}}{\text{моль}}}{m_{0c} \frac{\text{кг}}{\text{моль}}}. \quad (1.12)$$

Підставимо в (1.11) значення N_A з (1.12) і m_0 із (1.10):

$$\mu = \frac{0,012}{m_{0c}} \frac{1}{12} m_{0c} \mu_r$$

або

$$\mu = \mu_r \cdot 10^{-3} \left(\frac{\text{кг}}{\text{моль}} \right). \quad (1.13)$$

Визначимо, наприклад, молярну масу води. Відносна молекулярна маса для води – $\mu_r = 2 + 16 = 18$.

$$\text{Тоді } \mu = 18 \cdot 10^{-3} = 0,018 \left(\frac{\text{кг}}{\text{моль}} \right).$$

§ 1.6. Внутрішня енергія. Кількість теплоти

Внутрішня енергія ідеального газу дорівнює сумі енергій хаотичного руху його молекул. Енергія молекули визначається за формулою: $E = \frac{3}{2} kT$ і залежить лише від температури. Це зумовлено тим, що відсутня потенціальна енергія взаємодії. У загальному випадку молекули ідеального газу можуть рухатися поступально, а також обертатись та коливатись. Кожен вид руху описується певною кількістю ступенів вільності. Число ступенів вільності i – це число незалежних координат, за допомогою яких задається положення частинки в просторі.

Якщо молекулу вважати матеріальною точкою, для неї $i = 3$, тобто така молекула може рухатися вздовж трьох осей координат, має три ступені вільності поступального руху. Отже, на один ступінь

вільності поступального руху в середньому припадає енергія

$$E = \frac{1}{2} kT .$$

Коли ж молекула гантелеподібна, двохатомна, типу H_2 , O_2 , і може обертатись, то постає питання, - скільки енергії припадатиме на один ступінь вільності при тій же температурі? Відповідь дає закон рівномірного розподілу енергії за ступенями вільності молекул. Цей закон був виведений Максвеллом на підставі законів статистики й припущення, що до молекул можна застосувати закони механіки Ньютона. *Згідно із законом Максвелла кінетична енергія розподіляється порівну між ступенями вільності, незалежно від того, чи є вони ступенями вільності поступального чи обертального або коливального рухів.*

Жорстка молекула двохатомного газу має 5 ступенів вільності. Три ступені вільності поступального руху та два ступені вільності обертального руху навколо двох осей координат. Обертання навколо третьої осі не змінює конфігурацію молекули у просторі. Тому цю енергію обертання будемо вважати рівною нулю, ступінь вільності навколо цієї осі відсутній.

У молекули трьохатомного газу є три ступені вільності поступального руху і три ступені вільності обертального руху (якщо тільки всі три атоми не розміщені на одній прямій) $i=6$.

Внутрішня енергія – це середнє значення повної енергії всіх частинок тіла. Вона включає в себе кінетичну енергію руху молекул, кінетичну енергію руху атомів усередині молекул, ядер й електронів усередині атомів, потенціальну енергію взаємодії атомів усередині молекули, ядер й електронів усередині атомів. Якщо кількість частинок N , тоді

$$U = \sum_{i=1}^N \frac{m_i v_i^2}{2} + E_{II} , \text{ де } m_i \text{ та } v_i \text{ – маса та швидкість } i\text{-ї частинки; } E_{II} \text{ –}$$

енергія взаємодії частинок між собою.

Внутрішня енергія має такі властивості:

а) у стані теплової рівноваги частинки макроскопічного тіла рухаються так, що їх повна енергія дорівнює внутрішній енергії тіла. Інакше кажучи, флуктуації енергії в рівноважному стані дуже малі;

б) внутрішня енергія є функцією стану системи, тобто залежить від її макроскопічних параметрів. Внутрішня енергія може бути,

наприклад, функцією температури T та об'єму V . $U=U(T, V)$. Тоді зміна внутрішньої енергії

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV; \quad (1.14)$$

в) внутрішня енергія системи тіл дорівнює сумі внутрішніх енергій кожного тіла.

Залежність U від T зумовлена рухом частинок тіла, тобто наявністю в них кінетичної енергії. Залежність U від V пов'язана із взаємодією частинок між собою. Зі зміною об'єму змінюється концентрація частинок n , а отже, й середня відстань між ними. В залежності від цього змінюється й середня енергія їх взаємодії. Для твердих тіл внутрішня енергія залежить також від їхньої форми, навіть при незмінному об'ємі тіла.

Згідно з першим законом термодинаміки

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (1.15)$$

де δQ – кількість теплоти або енергія, яка передана системі в результаті теплообміну; δA – робота, яку виконує система над зовнішніми тілами.

Хоча кількість теплоти й робота є складовими частинами внутрішньої енергії, тим не менше між dU , з одного боку, і δQ та δA – з іншого, є принципові відмінності, важливість яких підкреслена різними позначенням приростів (d та δ). Внутрішня енергія є функцією стану системи. Її зміна залежить лише від початкового й кінцевого стану тіла, а робота та кількість теплоти є функціями процесу переходу системи з одного стану в інший.

§ 1.7. Теплоємність тіл. Одиниці теплоємності

З експерименту випливає: різні тіла з однаковою масою нагріваються по-різному при наданні їм однакової кількості теплоти. Кажуть, що вони відрізняються теплоємностями.

Поняття *теплоємність* виникло з потреб калориметрії й відіграло важливу роль у формуванні та встановленні законів термодинаміки. Воно міцно закріпилося в науці. Теплоємності багатьох речовин порівняно мало залежать від температури і є константами в значних температурних інтервалах.

Теплоємністю тіла називають кількість теплоти, яку потрібно надати тілу масою m , щоб змінити його температуру на 1 K .

$$C = \frac{\delta Q}{\delta T}. \quad (1.16)$$

За одиницю теплоємності в *СІ* взято $1 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$. Теплоємність можна

також віднести до одиниці маси тіла або до одного моля речовини. Відповідно до цього розрізняють питому й молярну теплоємності. За одиницю питомої теплоємності в *СИ* прийнято $1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$; за одиницю молярної теплоємності – $1 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$.

Зв'язок між молярною та питомою теплоємностями такий: $C = \mu c$.

Оскільки кількість теплоти є функцією процесу, то значення теплоємності залежить від умов теплообміну. Якщо ж умови теплообміну не змінюються, то теплоємність виражається через функцію стану системи. Розрізняють теплоємність за сталого об'єму C_V і теплоємність за сталого тиску C_P . У першому випадку нагрівання (або охолодження) відбувається при незмінному об'ємі тіла. У другому випадку підтримується сталим тиск.

Молярна теплоємність C_V визначається через внутрішню енергію тіла: $C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$. (1.17)

Застосовуючи перший закон термодинаміки до ізохорного, ізобарного процесів та рівняння стану ідеального газу, можемо отримати рівняння Майєра, яке показує між молярними теплоємностями C_P і C_V : $C_P = C_V + R$. (1.18)

Відношення теплоємностей $\frac{C_P}{C_V} = \frac{c_P}{c_V} = \gamma$ називається

показником адиабати.

Внутрішня енергія ідеального газу не залежить від його об'єму і є лише функцією температури, тому $\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0$. Зміну внутрішньої енергії для ідеального газу можна знайти з (1.14), використовуючи (1.17):

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT = C_V dT. \quad (1.19)$$

§ 1.8. Поняття про фазові переходи

При рівноважному переході речовини з однієї фази в іншу, як при фазовій рівновазі, температура, тиск і хімічні потенціали обох фаз залишаються сталими. Щодо інших величин то одні з них неперервні, а інші терплять розрив. Розрізняють перервні і неперервні фазові переходи.

Перервними або фазовими переходами *першого* роду називаються переходи при яких перші похідні від термодинамічного потенціалу Гіббса терплять стрибок або розрив:

$$dG = -SdT + VdP \quad (1.20)$$

$$-S = \left(\frac{dG}{dT} \right)_P; \quad V = \left(\frac{dG}{dP} \right)_T; \quad -\left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (1.21)$$

Тобто при цих переходах стрибком змінюється об'єм і ентропія (об'єм при $T = \text{const}$, ентропія при $P = \text{const}$). Прикладами фазових переходів першого роду є переходи між фазовими станами речовини – плавлення, кристалізація, кипіння. Вони характеризуються поглинанням чи виділенням певної кількості теплоти.

Основним рівнянням, яке характеризує фазові переходи першого роду є рівняння Клапейрона-Клаузіуса. Воно отримується з рівності хімічних потенціалів при рівновазі двох фаз.

$$\mu'(T, P) = \mu''(T, P) \quad (1.22)$$

$$d\mu' = d\mu''$$

$$\left(\frac{\partial \mu'}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial \mu'}{\partial P} \right)_T dP = \left[\frac{\partial \mu''}{\partial T} \right]_P dT + \left(\frac{\partial \mu''}{\partial P} \right)_T dP$$

$$\left(\frac{\partial \mu'}{\partial T} \right)_P - \left(\frac{\partial \mu''}{\partial T} \right)_P = - \left(\frac{\partial \mu'}{\partial P} \right)_T + \left(\frac{\partial \mu''}{\partial P} \right)_T$$

$$dT \left(\left(\frac{\partial \mu'}{\partial T} \right)_P - \left(\frac{\partial \mu''}{\partial T} \right)_P \right) = dP \left(\left(\frac{\partial \mu''}{\partial P} \right)_T - \left(\frac{\partial \mu'}{\partial P} \right)_T \right)$$

$$\left(\frac{\partial \mu'}{\partial T} \right)_P - \left(\frac{\partial \mu''}{\partial T} \right)_P = \left(\frac{\partial \mu''}{\partial P} \right)_T - \left(\frac{\partial \mu'}{\partial P} \right)_T$$

$$\frac{\left(\frac{\partial \mu'}{\partial T} \right)_P - \left(\frac{\partial \mu''}{\partial T} \right)_P}{\left(\frac{\partial \mu''}{\partial P} \right)_T - \left(\frac{\partial \mu'}{\partial P} \right)_T} = 1$$

$$\frac{dP}{dT} = 1$$

Хімічний потенціал запишемо для змінних T і P :

$$d\mu = -SdT + VdP.$$

$$-S = \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_P; \quad V = \left(\frac{\partial \mu}{\partial P} \right)_T$$

$$\frac{dP}{dT} = \frac{S'' - S'}{V'' - V'} \quad (1.23)$$

$T(S'' - S') = \lambda$ - скрита теплота фазового переходу.

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\lambda}{T(V'' - V')} \quad (1.24)$$

(1.24) – рівняння Клайперона-Клаузіуса.

Якщо на систему діє не сила тиску, а якась інша узагальнена сила, то загальне рівняння рівноваги двох фаз однокомпонентної системи матиме вигляд

$$\frac{dA}{dT} = \frac{S'' - S'}{a'' - a'} \quad v = \frac{c}{n} \quad - \text{зміна ентропії}$$

$a'' - a'$ - зміна зовнішнього параметра системи, який пов'язаний з A .

Інколи рівняння (1.24) записують ще і в такому вигляді:

$$\frac{dT}{dP} = \frac{T(V'' - V')}{\lambda} \quad (1.25)$$

Якщо $\lambda > 0$, наприклад точка плавлення при збільшенні тиску або підвищується або понижується в залежності від того чи зростає чи зменшується об'єм. Для більшості речовин $V'' > V'$ тому при $\lambda > 0$ $\frac{dT}{dP} > 0$. Однак, у вісмуту і чавуну $V'' < V'$, $\frac{dT}{dP} < 0$, тобто точка плавлення понижується з ростом тиску.

Фазовими переходами *другого* роду або неперервними називаються переходи, в яких перші похідні від термодинамічного потенціалу Гіббса неперервні, а похідні другого і вищих порядків

терплять розрив
(1.26)

$$dG = -SdT + VdP$$

$$-S = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_P ; \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right)_T ; \quad (-T) \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \right)_P = C_P ;$$

$$\left(-\frac{1}{V} \right) \left(\frac{\partial^2 G}{\partial P^2} \right)_T = \beta_T ; \quad \frac{1}{V} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial P \partial T} \right) = \alpha \quad (1.27)$$

β_T – коефіцієнт стискуваності, α – коефіцієнт теплового розширення C_P, β_T, α – терплять розрив при фазових переходах другого роду.

Коли ці похідні при фазовому переході перетворюються в нескінченність, то фазові переходи називаються критичними, а аномальна поведінка властивостей речовин в цій області називається критичними явищами. Фазові переходи другого роду не зв'язані з поглинанням чи виділенням теплоти. Прикладами таких переходів є перехід феромагнітних речовин (залізо, нікель) у парамагнітний стан при певних тисках і температурі, а також перехід деяких речовин у надпровідний стан (опір прямує до нуля). Виведемо рівняння фазових переходів другого роду, які носять назву рівняння Еренфеста. Для цього продиференціюємо чисельник і знаменник рівняння Клапейрона-Клаузіуса (1.23) по температурі і тиску.

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\frac{\partial S''}{\partial T} - \frac{\partial S'}{\partial T}}{\frac{\partial V''}{\partial T} - \frac{\partial V'}{\partial T}} = - \frac{\Delta C_P}{T \left(\Delta \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \right)}$$

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\frac{\partial S''}{\partial P} - \frac{\partial S'}{\partial P}}{\frac{\partial V''}{\partial P} - \frac{\partial V'}{\partial P}} = \frac{\Delta \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P}{\Delta \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T}$$

$$\Delta \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{dP}{dT} \Delta \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \quad (1.28)$$

$$\Delta C_P = -T \left(\frac{dP}{dT} \right)^2 \Delta \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \quad (1.29)$$

Рівняння (1.28) і (1.29) носять назву рівнянь Еренфеста.

Нова фаза при фазових переходах другого роду з'являється у всьому об'ємі при цьому перегрів і переохолодження неможливі. У загальному випадку якщо на систему діє сила A , якій відповідає зовнішній параметр a , рівняння Еренфеста мають вигляд:

$$\Delta C_A = -T \left(\frac{dA}{dT} \right)^2 \Delta \left(\frac{\partial a}{\partial A} \right)_T \quad \Delta \left(\frac{\partial a}{\partial A} \right) = \left(\frac{dA}{dT} \right) \Delta \left(\frac{\partial a}{\partial A} \right)_T$$

§ 1.9. Ентропія. Обчислення ентропії

1) Розглянемо оборотний цикл Карно. К.К.Д. циклу визначається за

формулою: $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$; $1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$;

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Звідки $\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$ або $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$ (1.30)

$\frac{Q}{T}$ - зведена теплота. Q_2 - від'ємна величина.

Сума зведених теплот для оборотного циклу Карно дорівнює нулю.

2) Розглянемо необоротний цикл Карно. Для К.К.Д. циклу можна

записати: $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$.

Звідки $\frac{Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_2}{T_1}$; $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$ (1.31)

Сума зведених теплот для необоротного циклу Карно не може бути більшою нуля.

3) Візьмемо для розгляду довільний замкнений оборотний цикл. Його можна розбити на нескінченно велику кількість оборотних циклів Карно. Візьмемо довільний i -й цикл. Сума зведених теплот для i -го

циклу запишеться так: $\frac{\Delta Q_{i1}}{T_{i1}} + \frac{\Delta Q_{i2}}{T_{i2}} = 0$. Для всього циклу

маємо: $\sum_i \frac{\Delta Q_i}{T_i} = 0$, при нескінченно малому розбитті можна

перейти до інтеграла $\oint \frac{dQ_i}{T_i} = 0$

(1.32).

Сума зведених теплот для довільного замкненого оборотного циклу не може бути більшою нуля.

4) У випадку коли довільний цикл є необоротним розіб'ємо його на нескінченно велику кількість необоротних циклів Карно. Для і-того

циклу: $\frac{\Delta Q_{i1}}{T_{i1}} + \frac{\Delta Q_{i2}}{T_{i2}} \leq 0$. Просумувавши одержимо:

$$\sum_i \frac{\Delta Q_i}{T_i} \leq 0 \quad (1.33).$$

Сума зведених теплот для довільного замкненого необоротного циклу не може бути більшою нуля.

Формули (1.31–1.33) носять назву нерівностей Клаузіуса.

5) Сума зведених теплот не залежить від шляху, яким іде процес

$$\int_{A \text{ no } 1}^B \frac{dQ}{T} = \int_{A \text{ no } 2}^B \frac{dQ}{T} = \int_A^B \frac{dQ}{T}, \quad \text{а визначається лише}$$

початковим і кінцевим станами, тобто є функцією стану. А, отже можна ввести величину, яка є функцією стану, різниця якої у двох станах дорівнює сумі зведених теплот. Введена величина називається

ентропією і позначається S . $\int_A^B \frac{dQ}{T} = S_B - S_A \quad (1.34)$

S_B - ентропія в стані В, S_A - ентропія в стані А.

З останньої формули видно що можна визначити лише різницю ентропії у двох станах, а не її абсолютне значення.

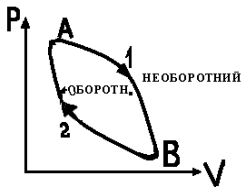


Рис. 1.3.
Довільний
коловий процес

б) Розглянемо деякий необоротний замкнений процес який складається з двох ділянок: оборотної і необоротної. Для загального необоротного циклу сума зведених теплот, згідно (1.33) не може бути більшою нуля.

Для необоротної ділянки АВ $\sum_i \frac{\Delta Q_i}{T_i} \leq 0$, а для оборотної ділянки ВА: $\int_B^A \frac{dQ}{T} = S_A - S_B$. Тоді

для загального циклу замкненої ізольованої системи:

$$\sum_i \frac{\Delta Q_i}{T_i} + \int_B^A \frac{dQ}{T} \leq 0, \quad \Delta Q = 0, \quad S_B - S_A \geq 0 \quad (1.35)$$

Для замкненої системи, якщо процес оборотний, ентропія залишається сталою $S_B - S_A = 0$. Для замкненої системи, якщо процес необоротний, ентропія зростає $S_B - S_A > 0$. Це означає, що в замкненій системі процес іде сам по собі в додатному напрямі в напрямку зростання ентропії системи.

Це один з основних фундаментальних законів природи.

Якщо система складається з кількох тіл і при цьому ентропія кожного з них змінюється, відповідно, на $\Delta S_1, \Delta S_2, \dots, \Delta S_n$, то загальна зміна ентропії системи така:

$$\Delta S = \sum_{i=1}^n \Delta S_i ; \quad (i=1, 2, \dots, n) .$$

Оскільки всі реальні процеси необоротні, то в ізольованій системі ентропія завжди зростає. Збільшення ентропії означає збільшення імовірності стану системи:

$$S = k \ln W \quad (1.36)$$

де, k - стала Больцмана, W - ймовірність стану.

Як видно з формули, чим більш впорядкована система, тим менше число мікростанів, якими вона реалізується. Кажуть, що ентропія – міра впорядкованості системи. У стані рівноваги ентропія досягає свого максимального значення, оскільки рівновага є найбільш ймовірним станом.

Ентропія у довільному оборотному процесі змінюється під впливом зовнішніх умов. Механізм дії зовнішніх умов наступний: зовнішні умови визначають ті мікростани системи, які їй доступні, а також їх кількість. У межах допустимих мікростанів система досягає рівноважного стану, а ентропія відповідного значення.

Звідси слідує ще одне формулювання другого закону термодинаміки: система, залишена сама на себе, рухається у напрямку рівноважного стану. Тобто у замкненій системі ентропія зростає до тих пір, поки не досягне максимального значення, яке узгоджене із зовнішніми умовами.

Отже, перший закон термодинаміки описує кількісні співвідношення між величинами при різних змінах у стані системи. Другий закон термодинаміки вказує на напрямок змін у системі, якщо вони повинні відбутися або на їх відсутність, якщо вони неможливі.

Проаналізуємо приклади обчислення ентропії.

Приклад 1

Знайти зміну ентропії 280 г азоту при ізотермічному збільшенні його об'єму в 5 разів. Зміну ентропії даної системи можна обчислити за формулою

$$\Delta S = S_B - S_A = \int_A^B \frac{dQ}{T}. \quad (1.37)$$

На основі I закону термодинаміки маємо:

$dQ = dU + dA$, але для ізотермічного процесу $dU = 0$, тому

$$dQ = dA \quad (1.38); \quad dA = PdV \quad (1.39); \quad PV = \frac{m}{\mu} RT, \quad \text{звідки} \quad P = \frac{m}{V\mu} RT \quad (1.40).$$

Підставивши значення P з (1.40) у (1.39), одержимо $dA = \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V}$.

Ураховуючи (1.38), запишемо вираз для dQ : $dQ = \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V}$ (1.41).

Підставимо значення dQ з (1.41) у (1.37):

$$S_B - S_A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{\mu} R \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

В останню формулу підставимо числові значення відповідних фізичних величин:

$$m = 0,28 \text{ кг};$$

$$\mu = 28 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{моль}};$$

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

$$\ln 5 = 1,6;$$

$$S_B - S_A = \frac{28 \cdot 10^{-2}}{28 \cdot 10^{-3}} \cdot 8,31 \cdot \ln 5 = 133 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}.$$

Приклад 2

Знайти зміну ентропії при охолодженні 100 г води від $t_1 = 10^\circ\text{C}$ до 0°C .

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{dQ}{T}, \text{ для цього процесу } dQ = cm \cdot dT, \text{ тоді}$$

$$S_A - S_B = \int_{T_1}^{T_2} cm \frac{dT}{T} = cm \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

В останню формулу підставимо числові значення відповідних фізичних величин:

$$C = 4190 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}; m = 0,1 \text{ кг}; T_1 = 283 \text{ К}; T_2 = 273 \text{ К};$$

$$S_A - S_B = 4190 \cdot 0,1 \cdot \ln \frac{273}{283} = -16,76 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}.$$

Приклад 3

Знайти зміну ентропії ΔS у випадку, якщо потрібно перетворити лід масою 10 г при температурі $t = -20^\circ\text{C}$ у пару ($t_k = 100^\circ\text{C}$).

Зміну ентропії визначають за формулою

$$\Delta S = S_B - S_A = \int_A^B \frac{dQ}{T} \quad (1.42)$$

При нагріванні льоду масою m від T до T_0 маємо: $dQ_1 = mc_n dT$, тоді

$$\Delta S_1 = mc_n \ln \frac{T_0}{T}, \quad (1.43)$$

де c_n – питома теплоємність льоду.

При плавленні льоду $\int dQ_2 = m\lambda$, тоді

$$\Delta S_2 = \frac{m\lambda}{T_0}, \quad (1.44)$$

де λ – питома теплота плавлення льоду.

При нагріванні маси m води до кипіння $dQ_3 = mcdT$, зміна ентропії становить:

$$\Delta S_3 = mc \cdot \ln \frac{T_K}{T_0}, \quad (1.45)$$

де c – питома теплоємність води.

При перетворенні маси води m у пару: $\int dQ_4 = mr$.

$$\text{Зміна ентропії: } \Delta S_4 = \frac{mr}{T_K}, \quad (1.46)$$

r – питома теплота пароутворення.

Загальна зміна ентропії системи дорівнює:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 + \Delta S_3 + \Delta S_4 \quad (1.47).$$

Або, підставивши (1.43), (1.44), (1.45), (1.46) в (1.47), одержимо:

$$\Delta S = m \left(c_x \ln \frac{T_0}{T} + \frac{\lambda}{T_0} + c \ln \frac{T_K}{T_0} + \frac{r}{T_K} \right).$$

В останню формулу підставимо числові значення відповідних фізичних величин:

$$m = 0,01 \text{ кг}; \quad T = 253 \text{ K}; \quad T_0 = 273 \text{ K}; \quad T_K = 373 \text{ K}; \quad c_x = 2100 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{K}};$$

$$c = 4190 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{K}}; \quad \lambda = 330\,000 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}; \quad r = 2\,600\,000 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

При цих значення фізичних величин $\Delta S = 88 \frac{\text{Дж}}{\text{K}}$.

§ 1.10. Явища переносу

Для пояснення, наприклад, явища вирівнювання температури в ізольованій системі необхідно брати до уваги розміри молекул, бо у протилежному випадку молекули не зможуть стикатися і обмінюватися при цьому енергією теплового руху.

Мінімальна відстань, до якої зближуються при зіткненні центри двох молекул, називається *ефективним діаметром молекули*. Якщо уявляти молекули у вигляді жорстких кульок діаметром d (рис.1.4), то ефективний діаметр співпадає з діаметром кульок.

Ближча до дійсності модель пружних кульок. Однак ці моделі грубі, бо насправді молекули не є кульками і відстань, до якої вони можуть зблизитися, залежить від їх енергії. Іншими словами, ефективний діаметр (σ) залежить від температури (з ростом температури зменшується).

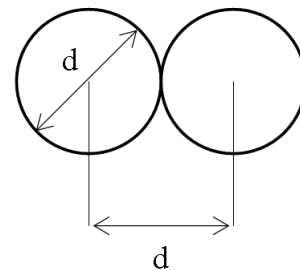


Рис. 1.4. Ефективний діаметр молекул

Середня відстань, яку проходить молекула за час між двома послідовними зіткненнями, називається *середньою довжиною вільного пробігу молекули*. Позначимо її символом λ . Якщо z –

середнє число зіткнень однієї молекули з іншими за одиницю часу, то очевидно, що

$$\lambda = \frac{v}{z}, \quad (1.48)$$

де v – середня швидкість (її модуль) теплового руху молекул (наприклад, середня арифметична швидкість хаотичного теплового руху у випадку газу).

Розрахуємо величину z для однорідного газу. Нехай одна з молекул рухається зі швидкістю v , а всі інші нерухомі (рис.1.5). Під час руху ця молекула буде стикатися з усіма молекулами газу, центри яких знаходяться від траєкторії руху її центра на відстанях, що менші або дорівнюють σ . За одиницю часу вона проходить шлях, чисельно рівний v , і зіткнеться з усіма молекулами, центри яких лежать всередині циліндра завдовжки v і радіусом основи σ . Якщо n – концентрація молекул, то середнє число зіткнень за одиницю часу

$$z = \pi\sigma^2 v n.$$

Точніший розрахунок величини z , коли брати до уваги рухи інших молекул, приводить до уточнення коефіцієнта в цій формулі:

$$z = \sqrt{2}\pi\sigma^2 v n \quad (1.49)$$

Якщо взяти $\sigma = (2 \div 3) \cdot 10^{-10}$ м, то при нормальних умовах для повітря (молярна маса 0,029 кг/моль) $v = 440$ м/с, $z = (2 \div 5) \cdot 10^9$ с⁻¹, $\lambda = (2 \div 1) \cdot 10^{-7}$ м, тобто $\lambda \gg \sigma$.

Повне число зіткнень всіх молекул, що знаходяться в одиниці об'єму, між собою

$$Z = \frac{1}{2} z n$$

(коефіцієнт 1/2, щоб не враховувати двічі попарні зіткнення).

З урахуванням формули (1.49) вираз (1.48) приймає вигляд

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n} \quad (1.50)$$

Якщо підставити сюди $n = p/(kT)$, взяте з рівняння стану ідеального газу, то бачимо що, при $T = \text{const}$

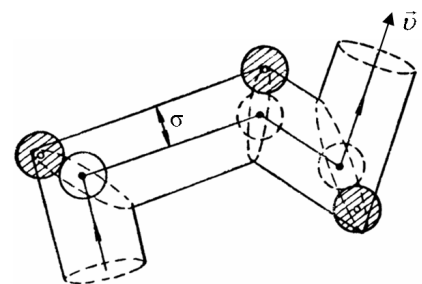


Рис. 1.5. Середній шлях вільного пробігу молекул λ

середня довжина вільного пробігу молекули газу λ обернено пропорційна до тиску. Оскільки величина σ зменшується з ростом температури, то λ при цьому збільшується.

Із зменшенням тиску газу λ зростає; однак, коли ця величина стає співмірною з лінійним розміром посудини, то формула

$\lambda = kT / (\sqrt{2}\pi\sigma^2 p)$ стає неправильною, бо швидше молекули почнуть стикатися зі стінками посудини, ніж між собою. Цю область низьких тисків називають вакуумом, а газ – ультрарозрідженим. В області вакууму ($p < p_v$) λ не залежить від p (рис.1.6).

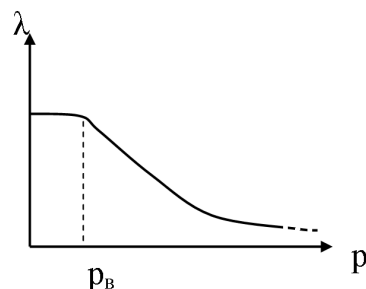


Рис. 1.6. Залежність λ від тиску

Зазначимо, що для кожної посудини величина p_v своя. Наприклад, якщо лінійний розмір посудини має порядок 10 см, то $p_v \approx 0,1 \text{ Па}$. При цьому молекул у посудині ще багато (концентрація $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$).

Явища переносу – це явища, що обумовлені хаотичним рухом молекул. До них відносяться: *дифузія* - обумовлена переносом маси газу, *внутрішнє тертя* – обумовлене переносом кількості руху, *теплопровідність* – обумовлена переносом енергії.

1. Дифузія

Дифузія - це проникнення молекул з однієї частини простору в іншу за рахунок хаотичного руху. Ми будемо розглядати явище самодифузії, коли переміщуються молекули одного й того ж газу. Експеримент показав наступне

$$dM = -D \left(\frac{dp}{dx} \right) dS dt \quad (1.51)$$

Формула (1.51) – закон Фіка. D - коефіцієнт дифузії. $\frac{dp}{dx}$ - градієнт густини. Знак “-“ показує, що дифузія відбувається в сторону зменшення густини. *Фізичний зміст* коефіцієнта дифузії: D чисельно дорівнює масі речовини, яка переноситься через одиничну площадку за одиницю часу при градієнті густини рівному одиниці, при умові, що дифузія йде нормально до площадки.

Користуючись основними положеннями молекулярно-кінетичної теорії, виведемо формулу (1.51).

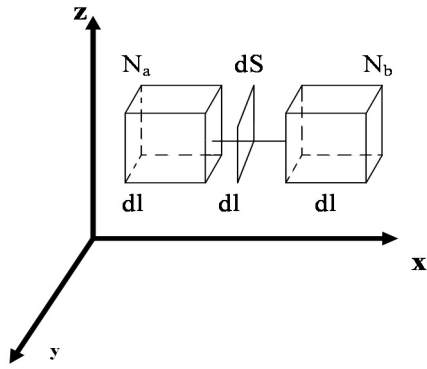


Рис.1.7. Явища переносу

рухаються у вибраному напрямку з першого кубика в другий і навпаки можна визначити за формулами:

$$\frac{1}{6} N_a \frac{1}{\delta t} = \frac{1}{6} n_a dl^3 \frac{v_a}{dl} = \frac{1}{6} n_a v_a ds$$

$$\frac{1}{6} N_b \frac{1}{\delta t} = \frac{1}{6} n_b dl^3 \frac{v_a}{dl} = \frac{1}{6} n_b v_a ds$$

Вздовж осі ОХ через площадку ds за деякий час dt переноситься маса, яку можна обчислити, помноживши масу однієї молекули m на їх кількість:

$$dM_a = \frac{1}{6} n_a m v_a ds dt$$

$$dM_b = \frac{1}{6} n_b m v_a ds dt$$

$$dM = dM_a - dM_b = \frac{1}{6} v_a m (n_a - n_b) ds dt = \frac{1}{6} v_a (\rho_a - \rho_b) ds dt \quad \rho_b - \rho_a = \frac{dp}{dx} 2\lambda_c$$

$$dM = -\frac{1}{3} v_a \lambda_c \frac{dp}{dx} ds dt \quad (1.52)$$

Порівнявши формули (1.51) і (1.52) одержимо:

$$D = \frac{1}{3} v_a \lambda_c \quad (1.53).$$

Ці формули можна використовувати і для суміші газів, але якщо ефективні діаметри їх молекул є близькими за значенням.

2. Внутрішнє тертя

Пояснимо на основі МКТ виникнення сил тертя у газах. Молекули хаотично рухаючись переходять із першого шару в другий, вони мають більший імпульс напрямленого руху. Стикаючись із молекулами другого шару, вони віддають певний імпульс, сповільнюючи свій рух. При цьому вони будуть прискорювати

молекули другого шару і навпаки, більш повільні молекули другого шару будуть переходити в перший і сповільнювати рух його молекул. Емпірично було записано формулу:

$$dF = -\eta \left(\frac{dU}{dz} \right) ds \quad (1.54).$$

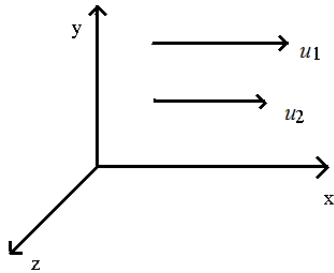


Рис. 1.8. Швидкість течії шарів газу

Формула (1.54) - закон Ньютона.

η - коефіцієнт внутрішнього тертя або коефіцієнт в'язкості. (u) - швидкість течії шару газу, що переміщується перпендикулярно до осі X, $\left(\frac{dU}{dz} \right)$ - градієнт швидкості.

Виведемо (1.54) на основі основних положень МКТ.

$T, P, v_a, n - \text{const.}$ u_1, u_2 - швидкість переносного руху молекул з першого шару в другий і навпаки. $\delta t = \frac{dl}{v_a}$ - час, за який всі молекули вийдуть з кубика. Оскільки всі напрямки рівноймовірні, то вздовж осі через площадку dS за час dt пройде

$$\frac{1}{6} N \frac{1}{\delta t} dt = \frac{1}{6} n dl^3 \frac{v_a}{dl} dt = \frac{1}{6} n v_a ds dt$$

молекул, така ж кількість молекул переходить і у зворотному напрямку за той же час. Визначимо, який імпульс напрямленого руху переноситься із першого шару в другий шар через площадку dS за час dt . Його можна обчислити, помноживши масу однієї молекули на їх кількість і на швидкість переносного руху:

$$dK_1 = \frac{1}{6} n m v_a u_1 ds dt,$$

$$dK_2 = \frac{1}{6} n m v_a u_2 ds dt$$

$$dK = dK_1 - dK_2 = \frac{1}{6} n m v_a (u_1 - u_2) ds dt$$

$$u_2 - u_1 = \frac{du}{dz} 2\lambda_c$$

$$dK = -\frac{1}{3} \rho v_a \lambda_c \frac{du}{dz} ds dt,$$

З другого закону Ньютона:

$$dF = -\frac{1}{3} \rho v_a \frac{du}{dz} \lambda_c ds \quad (1.55)$$

Порівнявши формули (1.54) і (1.55) одержимо:

$$\eta = \frac{1}{3} v_a \lambda_c \rho .$$

3. Теплопровідність

Передача тепла можлива двома шляхами за рахунок теплопровідності, яка визначається хаотичним рухом молекул і за рахунок конвекції, яка визначається рухом об'ємів газу внаслідок зміни густини з температурою. Ми розглядаємо явище теплопровідності. Емпірично записано формулу:

$$dQ = -\chi \left(\frac{dT}{dx} \right) ds dt \quad (1.56).$$

Це закон Фур'є.

χ - коефіцієнт теплопровідності. Знак „-” означає, що тепло передається від більш нагрітого до менш нагрітого шару. $\left(\frac{dT}{dx} \right)$ - градієнт температури.

Фізичний зміст коефіцієнта теплопровідності: χ - чисельно дорівнює тій кількості теплоти, що проходить через одиничну площадку перпендикулярно до неї, за одиницю часу при градієнті температури рівному одиниця.

Виведемо (1.56) на основі основних положень МКТ. Кількість молекул, які рухаються від першого до другого шару через площадку dS визначається формулою:

$$\frac{1}{6} N_1 \frac{1}{\delta t} = \frac{1}{6} n_1 dl^3 \frac{v_{a1}}{dl} = \frac{1}{6} n_1 v_{a1} ds$$

За аналогією із другого шару в перший шар: $\frac{1}{6} N_2 \frac{1}{\delta t} = \frac{1}{6} n_2 dl^3 \frac{v_{a2}}{dl} = \frac{1}{6} n_2 v_{a2} ds$

У першому шарі молекули мають середню енергію $E_1 = \frac{i}{2} kT_1$, а в другому шарі $E_2 = \frac{i}{2} kT_2$.

Визначимо, яка енергія або яка кількість теплоти буде переноситись за час dt у обох напрямках. Її можна обчислити помноживши енергію молекули на кількість молекул, які рухаються у вибраному напрямку:

$$\begin{aligned} dQ_1 &= \frac{1}{6} n_1 v_{a1} \frac{i}{2} kT_1 ds dt \\ dQ_2 &= \frac{1}{6} n_2 v_{a2} \frac{i}{2} kT_2 ds dt \\ dQ &= dQ_1 - dQ_2 = \frac{1}{6} \frac{i}{2} k (n_1 v_{a1} T_1 - n_2 v_{a2} T_2) ds dt \end{aligned}$$

Проаналізуємо як залежить від температури добуток концентрації на середню арифметичну швидкість:

$$n \sim \frac{1}{T}, v_a \sim \sqrt{T} \Rightarrow n v_a \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$$

Оскільки температура між шарами не дуже відрізняється, що як правило і має місце на практиці, то $n v_a$ не буде сильно залежати від температури. Тоді $n_1 v_{a_1} \approx n_2 v_{a_2} \approx n v_a$.

$$dQ = \frac{1}{6} \frac{i}{2} k n v_a (T_1 - T_2) ds dt$$

$$T_2 - T_1 = \frac{dT}{dx} 2\lambda_c$$

Помножимо і поділимо одночасно на число Авогадро і масу молекули:

$$dQ = -\frac{1}{3} \frac{i}{2} k n v_a \frac{dT}{dx} \lambda_c ds dt \frac{N_A m}{N_A m}$$

$$k N_A = R, m N_A = \mu, mn = \rho, \frac{i}{2} \frac{R}{\mu} = c_V$$

$$dQ = -\frac{1}{3} \rho c_V \lambda_c v_a \left(\frac{dT}{dx} \right) ds dt \quad (1.57).$$

Порівняємо формули (1.56) і (1.57), одержимо:

$$\chi = \frac{1}{3} \rho c_V \lambda_c v_a \quad (1.58).$$

РОЗДІЛ II

ОСНОВНІ ВИМОГИ ДО ВИКОНАННЯ СТУДЕНТАМИ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМУ

§ 2.1. Загальні вимоги до підготовки, виконання й оформлення робіт лабораторного практикуму

Процес виконання роботи лабораторного практикуму з молекулярної фізики складається з таких етапів:

1. Підготовка студента до роботи (самостійна робота).
2. Виконання роботи (робота студента в лабораторії під керівництвом викладача).
3. Оформлення звіту та його захист (самостійна робота студента й індивідуальна робота викладач–студент).

Для повноцінної реалізації цих етапів потрібно забезпечити належні умови: наявність у лабораторії або читальному залі відповідної літератури; наявність справного навчального обладнання; наявність у студентів спеціальних зошитів для лабораторного практикуму; постійний контроль викладачем й об'єктивне оцінювання роботи студента.

Підготовка до виконання робіт практикуму

Підготовка до виконання робіт лабораторного практикуму з молекулярної фізики передбачає такі види діяльності студента:

- а) уважне опрацювання інструкції до лабораторної роботи уміщеної в посібнику;
- б) записування в зошиті для лабораторних робіт номера, теми, мети, завдання роботи;
- в) опрацювання вказаної в інструкції літератури (у зошит студент записує формулювання законів, означення понять, функціональні залежності між ними, графіки й іншу потрібну інформацію);
- г) записування в зошиті переліку у наведених в інструкції дослідів;
- г) письмові відповіді на запитання, які стосуються змісту даної роботи;
- д) ознайомлення з правилами техніки безпеки, які стосуються теми лабораторної роботи.

Виконання робіт практикуму

Щоб дістати дозвіл на виконання роботи, студент повинен:

- а) мати конспект, який відповідає зазначеним вище вимогам;

- б) уміти відповідати на контрольні запитання;
- в) знати будову та принцип функціонування приладів;
- г) складати правильно за схемою робочу установку;
- г) за показами приладів визначати значення відповідних фізичних величин.

Діставши дозвіл, студент повинен:

- а) перевірити наявність основних та допоміжних приладів, які потрібні для демонстрування дослідів із даної теми;
- б) виконати досліди в тій послідовності, яка вказана в інструкції;
- в) визначити наукову та практичну мету кожного дослідів;
- г) запропонувати практичне використання даного фізичного явища чи процесу.

Звіт про роботу

- а) студент виконує схематичні рисунки кожного дослідів та письмово їх пояснює;
- б) у таблицю записує числові значення фізичних величин;
- в) визначає шукану величину;
- г) обчислює похибки;
- г) робить загальний висновок.

Нижче наводимо приклад виконання й оформлення звіту однієї з лабораторних робіт.

Лабораторна робота № 14

Визначення відношення теплоємностей повітря за сталих тиску й об'єму резонансним методом

1. Плавно збільшуючи за допомогою ручок „Грубо” й „Точно” частоту коливань, які задаються звуковим генератором, визначити частоту 1-го резонансу за максимальним відхиленням стрілки на шкалі „Індикатор резонансу”. Результат вимірювання записати в таблицю.

2. Плавно збільшуючи частоту коливань за допомогою ручок „Грубо” та „Точно” й вибираючи потрібну чутливість системи індикації резонансу рукояткою „Підсилення”, визначити частоту 2,...5 резонансів. Роблячи виміри при зменшенні частоти, переконатися в повторюваності результатів. Результати вимірювань записати в таблицю.

3. Виконаємо, для прикладу, вимірювання для одного значення температури $t=20^{\circ}\text{C}$, $T=293\text{ K}$.

№ резонансу	$v, \text{Гц}$	$v_0 = \frac{v}{n}, \text{Гц}$	$\bar{v}_0 - v_{0i}$	$(\bar{v}_0 - v_{0i})^2$
1	340	340	2,3	5,29
2	690	345	-2,7	7,29
3	1020	340	2,3	5,29
4	1370	342,5	-0,2	0,04
5	1720	344	-1,7	2,89
–	–	$\bar{v}_0 = 342,3$		$\sum_{i=1}^5 (\bar{v}_0 - v_{0i})^2 = 20,8$

4. Знаходимо швидкість поширення звуку $v = 2Lv_0$ та підставляємо у співвідношення (11). Довжина труби $L = (51 \pm 0,5) \text{ см}$.

5. Обчислюємо показник адіабати за формулою $\gamma = \frac{4L^2 v_0^2 \mu}{RT}$ (13).

Молярна маса повітря $\mu = 0,02896 \text{ кг/моль}$, універсальна газова стала $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$. $\gamma = \frac{4 \cdot 1,02^2 \cdot 342,3^2 \cdot 0,02896}{8,31 \cdot 293} = 1,4499$.

6. Для знаходження відносної похибки прологарифмуємо співвідношення (13):

$$\ln \gamma = \ln 4 + 2 \ln L + 2 \ln v_0 + \ln \mu - \ln R - \ln T$$

7. Диференціюємо останнє співвідношення, вважаючи μ та R сталими: $\frac{d\gamma}{\gamma} = 2 \frac{dL}{L} + 2 \frac{dv_0}{v_0} - \frac{dT}{T}$.

8. Замінімо диференціал приростом (абсолютною похибкою) та знак «мінус» на «плюс». Тоді $\varepsilon = \frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 2 \frac{\Delta L}{L} + 2 \frac{\Delta v_0}{v_0} + \frac{\Delta T}{T}$.

9. Абсолютна похибка температури дорівнює інструментальній похибці термометра $\Delta T = \Delta t = 1 \text{ К}$.

10. Абсолютна похибка знаходження резонансної частоти складається з інструментальної та випадкової похибок: $\Delta v_0 = \Delta v_{in} + \Delta v_e$. Оскільки частоту вимірюємо цифровим приладом, то як інструментальну похибку беремо одиницю останнього розряду $\Delta v_{in} = 0,01 \text{ кГц} = 10 \text{ Гц}$. Для оцінювання випадкової похибки використо-

вуємо розподіл Стюдента $\Delta v_e = t_{\alpha, n} \frac{S_n}{\sqrt{n}}$, де $S_n = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^5 (\bar{v}_0 - v_{0i})^2}{n-1}}$. Оцінімо

випадкову похибку, наприклад, для рівня значимості $\alpha = 0,95$ і $n = 5$. Знаходимо коефіцієнт Стюдента $t_{\alpha, n} = 2,78$. Тоді

$$\Delta v_e = 2,78 \cdot \sqrt{\frac{20,8}{5 \cdot 4}} = 2,84 \approx 3 \text{ (Гц)}. \text{ Отже, } \Delta v_0 = 10 + 3 = 13 \text{ (Гц)}.$$

11. Відносна похибка:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 2 \frac{0,5}{51} + 2 \frac{13}{34,23} + \frac{1}{293} = 0,0196 + 0,076 + 0,0034 = 0,099 = 9,9 \%$$

12. Тоді абсолютна похибка $\Delta\gamma = \varepsilon \cdot \gamma = 0,099 \cdot 1,4499 = 0,14 \approx 0,1$.

Отже, кінцевий результат ми повинні заокруглити до десятих:
 $\gamma = 1,4 \pm 0,1$.

Найбільшу похибку ми зробили під час знаходження резонансної частоти (7,6 %). Для підвищення точності експерименту потрібно обладнати установку частотоміром із більшою кількістю розрядів, який дав би змогу вимірювати частоту з точністю до 1 Гц.

§ 2.2. Правила техніки безпеки під час виконання лабораторного практикуму

Під час виконання лабораторних робіт із молекулярної фізики потрібно неухильно дотримуватися правил техніки безпеки, які стосуються передусім життя та здоров'я тієї людини, котра працює з приладами (викладач, студент). Крім того, потрібно враховувати ще правила техніки безпеки стосовно приладів, які використовуються для проведення лабораторних робіт. Збереження справності приладів навчального фізичного експерименту – одна з важливих складових частин техніки безпеки загалом.

Проаналізуємо основні правила техніки безпеки, яких потрібно дотримуватися під час проведення робіт лабораторного практикуму.

Робота з електричним струмом. Результати дії електричного струму на організм людини залежать від сили струму, його частоти, тривалості дії, шляху проходження струму й індивідуальних особливостей людини.

Для змінного струму промислової частоти (50 Гц) безпечна сила струму становить 0,01 А. Струм силою 0,015 А спричинює хворобивий стан; людина може втратити свідомість. Струм силою 0,05 А вважається небезпечним для життя, а проходження через організм людини струму силою 0,1 А призводить до смерті.

Для постійного струму безпечна межа становить 0,05 А.

Струм частотою понад 150–200 кГц менш небезпечний для організму, ніж струм промислової частоти.

Небезпека ураження струмом підвищується із збільшенням тривалості дії струму на людину. Якщо час дії менший від 0,1 с, то організм може витримати струм силою в кілька ампер. Під час тривалішої дії настає параліч дихання, а потім – і серця. Ступінь небезпеки ураження електричним струмом залежить також від нервового стану людини. Людина стомлена, роздратована, морально пригнічена, більш вразлива, ніж здорова і врівноважена.

Якщо в організмі є хоч незначна кількість алкоголю, то електричний опір такого організму різко знижується, що підвищує небезпеку ураження струмом.

Працюючи з електричним струмом, дотримуйтеся таких правил:

1. Складати електричні кола, робити в них перемикання можна тільки при вимкненому джерелі живлення.

2. Умикати струм у складене коло можна лише з дозволу викладача.

3. Якщо напруга в зовнішній мережі зникла, треба вимкнути всі прилади, які були під напругою.

4. У процесі роботи не можна доторкатися руками до затискачів і провідників із струмом.

5. Забороняється працювати з несправною апаратурою й без дозволу викладача ремонтувати її.

6. Наявність напруги на затискачах приладів або елементах кола слід перевіряти тільки вимірювальними приладами.

7. Працюючи з випрямлячами, перед приєднанням проводів потрібно перевірити, чи розряджені конденсатори фільтрів.

8. Категорично забороняється застосовувати «жучки» замість зіпсованих запобіжників.

9. Вимикаючи шнури зі штепсельними вилками із розеток, треба витягати їх за корпус, а не за шнур.

10. Розбираючи електричне коло, спочатку слід від'єднати джерело струму, потім – решту приладів.

Робота з нагрівальними приладами й легкозаймистими речовинами.

1. Застосовувати в навчальному експерименті нагрівальні прилади, які працюють на бензині, забороняється.

2. Не можна залишати на робочому столі після виконання досліду гарячі прилади, які можуть спричинити опіки.

3. Забороняється залишати без догляду, хоча б на короткий час, у робочому стані нагрівальні прилади.

4. Користуючися легкозаймистими леткими рідинами (ефір, бензин, гас, ацетон тощо), треба слідкувати, щоб посудини із цими рідинами були надійно закриті і розміщені від нагрівників на відстані не ближче 3 м.

5. Не дозволяється ставити металевий посуд на електричні плити з відкритими нагрівними спіралями (без азбестових прокладок).

6. Щоб запобігти вибуху спиртівки, не допускається вигорання спирту більш як на 2/3 об'єму посудини.

7. Не можна безпосередньо запалювати спиртівку від другої, яка горить.

Робота з деякими хімічними речовинами

1. Щоб запобігти неправильному використанню хімічних речовин, треба на кожній посудині мати етикетку з відповідним написом.

2. Категорично забороняється визначати речовину «на смак».

3. Під час виготовлення розчинів сірчаної кислоти обов'язково треба дотримуватися такого правила – лити тоненьким струменем сірчану кислоту у воду, а не навпаки, оскільки в останньому випадку вода закипатиме й розбризкуватиме кислоту.

4. Усю роботу з розчинами кислот і лугів слід проводити в посудинах, поставлених на спеціальній емальованій піднос або у велику фотографічну кювету.

5. Якщо на шкіру потрапила кислота або луг, треба передусім змити їх великою кількістю води і для нейтралізації змочити поверхню шкіри, яка зазнала дії кислоти, 3%-м розчином питної соди. Поверхню шкіри, яка зазнала дії лугу, змочують 3%-м розчином оцтової кислоти або 10%-м розчином борної.

6. Якщо бризки кислоти або лугу потрапили в очі, їх треба промити великою кількістю води, а потім нейтралізувати: для кислоти – 3%-м розчином питної соди; для лугу – 2%-м розчином борної кислоти. Після промивання слід негайно звернутися до лікаря.

7. Категорично забороняється зберігати в лабораторії порох, інші вибухові речовини.

Запобіжні заходи під час роботи з ртуттю

Ртуть і її пара – сильні отрути. Під час тривалого вдихання навіть у дуже малих кількостях пари ртуті настає поступове отруєння організму, що може спричинити тяжке захворювання. Тому під час роботи з ртуттю треба бути уважним і стежити, щоб вона не розливалась і не розбризкувалась на підлогу. Дрібні краплини ртуті розтікаються і забиваються в найменші щілини, звідки їх дуже важко зібрати. Ртуть поступово випаровується, отруюючи повітря.

Під час роботи з ртуттю потрібно дотримуватися таких правил:

1. Зберігати ртуть тільки в товстостінних скляних посудинах із вузькими горловинами. Посудини щільно закривати гумовими корками.

2. Усі роботи з ртуттю виконувати над дерев'яним чи залізним підносом або над великою фотографічною кюветою.

3. Якщо ртуть розлилася, то її відразу потрібно зібрати до останньої краплинки спеціальною піпеткою (рис. 2.1) або амальгамованою вузькою цинковою пластинкою. Для амальгамування добре очищену наждачним папером цинкову пластинку опускають у плоский кристалізатор і з слабким водним розчином сірчаної кислоти, у якому є 2-3 краплини ртуті. Ртуть розтирають змоченою розчином ваткою по поверхні пластинки так, щоб поверхня її стала сріблястою. Під час збирання краплинок ртуті до них дотикаються кінчиком амальгамованої пластинки. Ртуть, змочуючи пластинку, розтікається по її поверхні. Час від часу зібрану ртуть струшують у посудину з водою. Амальгамовані пластинки зберігають в щільно закритій посудині.

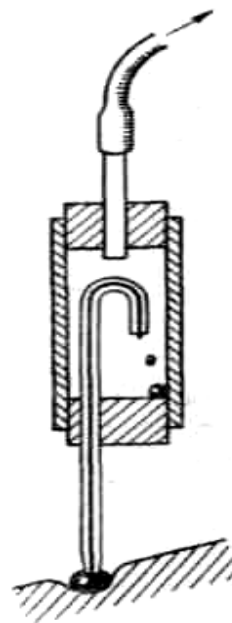


Рис. 2.1. Піпетка для збирання ртуті

§ 2.3. Похибки та їхнє оцінювання під час обробки результатів вимірювання

Фізика – одна із природничих наук, яка широко використовує у своїх дослідженнях експеримент. Розрізняють три види експерименту: якісний, кількісний, мислений. Кількісний експеримент неможливий без вимірювання відповідних фізичних величин. Вимірювання – одна з найдавніших операцій, яку виконує людина в процесі пізнання матеріального світу. *Вимірювання* – це процес знаходження значення фізичної величини дослідним шляхом за допомогою спеціальних технічних засобів. У наукових дослідженнях використовують різні методи вимірювання, залежно від природи вимірювальної фізичної величини, засобів вимірювання, потрібної точності, швидкості.

Метод вимірювання – це використання сукупності відповідних наукових принципів та засобів вимірювання задля визначення числового значення відповідної фізичної величини.

Серед методів вимірювання можна виділити такі:

а) *метод безпосереднього оцінювання* – це метод вимірювання, при якому значення фізичної величини визначають безпосередньо за відліковим пристроєм прилада (амперметр, вольметр, манометр, ртутний термометр тощо);

б) *метод порівняння з мірою* – вимірювальну величину порівнюють із фізичною такого ж роду, узятую за одиницю (вимірювання маси на важільних терезах, вимірювання розмірів предмета за допомогою лінійки тощо).

Відомі й інші методи вимірювання (*метод заміщення, диференціальний метод, метод збігів* й ін.).

Під час кожного вимірювання фізичної величини, незалежно від того, який використовується метод вимірювання, неминучі похибки. Похибки вимірювань зумовлені різними причинами. За характером зміни фізичної величини похибки поділяють на такі три види:

1. *Систематичні*, зумовлені дією незмінних факторів, а саме:

а) похибки засобів вимірювання, які залежать від конструкції вимірювальних приладів (*інструментальні похибки*);

б) похибки методу вимірювання, які залежать від вибраного методу вимірювання (*методичні похибки*).

2. *Випадкові* – це похибки, які змінюються випадково під час повторних вимірювань тієї самої величини без будь-якої очевидної закономірності. Ці похибки виникають унаслідок одночасної дії багатьох відомих та невідомих причин (дія навколишнього середовища, недосконалість органів відчуттів експериментатора тощо).

3. *Промахи* – це похибки вимірювань, які істотно перевищують очікувану за певних умов похибку. Вони зумовлені неухважністю експериментатора, неправильними поводженням із засобами вимірювання. Похибки такого типу ліквідовуються шляхом повторних вимірювань.

У процесі вимірювання ці види похибок проявляються одночасно і загальна похибка вимірювань може бути виражена їхньою сумою.

За способом обчислення, змістом та критерієм оцінювання точності вимірювання похибки поділяються на *абсолютні* й *відносні*.

Абсолютна похибка обчислюється так:

$$\Delta N_i = N - N_c,$$

де N_c – середнє значення фізичної величини, здобуте під час кількох вимірювань; N – істинне значення вимірювальної величини, яке залишається невідомим. Істинне значення лежить у таких межах:

$$N = N_c \pm \Delta N . \quad (2.1)$$

Абсолютна похибка має розмірність вимірювальної фізичної величини.

Відносна похибка – це відношення абсолютної похибки вимірювання до істинного значення вимірювальної величини:

$$\gamma = \frac{\Delta N}{N} . \quad (2.2)$$

Вона вимірюється у відносних одиницях або у відсотках.

Кожен експериментатор намагається якомога точніше виконати вимірювання. Однак відлік "на око" десятих часток поділок навіть за найбільш сприятливих умов не гарантує достатньої надійності вимірювання, тому в навчальних лабораторіях рекомендовано проводити відлік відповідних вимірювань із точністю до половини мінімальної поділки шкали приладу. Звідки випливає таке практичне правило: *якщо невідома похибка вимірювального приладу, то її можна оцінювати такою, яка дорівнює половині ціни поділки шкали приладу*. Це й буде абсолютна похибка ΔA вимірювальної фізичної величини.

На практиці дуже рідко доводиться обмежуватися вимірюванням лише однієї фізичної величини й обчислювати її похибку. Здебільшого для одержання відповідного результату потрібно виміряти декілька фізичних величин, а з їх числовими значеннями виконати відповідні математичні обчислення. Знаючи похибки, які бувають під час вимірювання кожної з фізичних величин, котрі входять у кінцевий результат, можна обчислити на основі відповідної теорії [6] похибку кінцевого результату.

У наведеній нижче табл. 1 подано формули для обчислення абсолютних та відносних похибок вимірювання кількох фізичних величин, над числовими значеннями яких виконано відповідні математичні операції.

Правила визначення *випадкових похибок* вивчаються в теорії похибок – математичній дисципліні, яка ґрунтується на законах теорії імовірностей. Ми наведемо лише деякі висновки з теорії похибок, які необхідні для математичної обробки результатів вимірювання.

Випадкові похибки підпорядковуються нормальному розподілу (розподілу Гаусса). Для оцінювання точності результатів вимірювання найчастіше користуються стандартною (середньо-

квадратичною) похибкою, яку знаходять із закону розподілу випадкових похибок.

Таблиця 1

№ з/п	Математична операція	Похибка	
		абсолютна похибка	відносна похибка
1	$N = A + B + C$	$\Delta N = \pm (\Delta A + \Delta B + \Delta C)$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \left(\frac{\Delta A + \Delta B + \Delta C}{A + B + C} \right)$
2	$N = A - B$	$\Delta N = \pm (\Delta A + \Delta B)$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \left(\frac{\Delta A + \Delta B}{A - B} \right)$
3	$N = A \cdot B$	$\Delta N = \pm (A \Delta B + B \Delta A)$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \left(\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta B}{B} \right)$
4	$N = A \cdot B \cdot C$	$\Delta N = \pm (BC \Delta A + AC \Delta B + AB \Delta C)$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \left(\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta C}{C} \right)$
5	$N = \frac{A}{B}$	$\Delta N = \pm \frac{B \Delta A + A \Delta B}{B^2}$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \left(\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta B}{B} \right)$
6	$N = A^n$	$\Delta N = \pm n \cdot A^{n-1} \cdot \Delta A$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm n \cdot \frac{\Delta A}{A}$
7	$N = \sqrt[n]{A}$	$\Delta N = \pm \frac{1}{n} \cdot A^{\frac{1}{n}-1} \cdot \Delta A$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \frac{1}{n} \cdot \frac{\Delta A}{A}$
8	$N = \sin A$	$\Delta N = \pm \cos A \cdot \Delta A$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \operatorname{ctg} A \cdot \Delta A$
9	$N = \cos A$	$\Delta N = \pm \sin A \cdot \Delta A$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \operatorname{tg} A \cdot \Delta A$
10	$N = \operatorname{tg} A$	$\Delta N = \pm \frac{\Delta A}{\cos^2 A}$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \frac{2 \Delta A}{\sin 2A}$
11	$N = \operatorname{ctg} A$	$\Delta N = \pm \frac{\Delta A}{\sin^2 A}$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \frac{2 \Delta A}{\sin 2A}$
12	$N = \ln A$	$\Delta N = \pm \frac{\Delta A}{A}$	$\frac{\Delta N}{N} = \pm \frac{\Delta A}{A \cdot \ln A}$

Оцінкою середньої квадратичної похибки $\sigma_{\bar{x}}$ є величина $\frac{S_n}{\sqrt{n}}$, яку обчислюють за формулою

$$\frac{S_n}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{s=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n(n-1)}}$$

де \bar{x} – середнє арифметичне значення вимірювальної величини;
 x_i – результат i -го вимірювання.

Результат вимірювання записують у вигляді такої нерівності:

$$\bar{x} - \frac{S_n}{\sqrt{n}} \leq x_0 \leq \bar{x} + \frac{S_n}{\sqrt{n}},$$

або в інтервальній формі:

$$x_0 = \bar{x} \pm \frac{S_n}{\sqrt{n}},$$

де x_0 – дійсне значення вимірювальної величини, яке близьке до істинного значення x і є його найкращою числовою оцінкою.

Проміжок $[\bar{x} - \frac{S_n}{\sqrt{n}}, \bar{x} + \frac{S_n}{\sqrt{n}}]$ називають надійним або довірчим інтервалом. Підрахунки показують, що цей інтервал, який визначається середньою квадратичною похибкою $\sigma_{\bar{x}}$, містить дійсне значення вимірюваної величини з надійною або довірчою імовірністю $\alpha=0,68$; подвоєній середній квадратичній похибці ($2\sigma_{\bar{x}}$) відповідає надійна ймовірність – 0,95, потроєній ($3\sigma_{\bar{x}}$) – 0,997. Можна сформулювати запитання інакше: який надійний інтервал слід вибрати, щоб приблизно 81 % результатів попали в нього? Із відповідних таблиць знаходимо, що значенню надійної ймовірності $\alpha=0,81$ відповідає частка середньої квадратичної похибки $\frac{\Delta x}{\sigma_{\bar{x}}}=1,3$. Отже, вибраному $\alpha=0,81$ відповідає надійний інтервал $[\bar{x} - 1,3 \frac{S_n}{\sqrt{n}}, \bar{x} + 1,3 \frac{S_n}{\sqrt{n}}]$. Отже, для характеристики величини випадкової похибки потрібне знання двох чисел: значення самої похибки (або надійного інтервалу) та значення надійної ймовірності.

Однак користуватися формулами нормального розподілу випадкових похибок для визначення надійного інтервалу при заданій надійній ймовірності або навпаки можна лише для великої кількості вимірювань (практично при $n \geq 10$). Насправді ж число вимірювань здебільшого невелике, і часто в лабораторних роботах, наукових дослідженнях користуються результатами, які дістали з двох-трьох вимірювань. За малої кількості вимірювань користуються розподілом Стюдента, який дає змогу обчислити значення коефіцієнтів $t_{\alpha, n}$ для будь-якого значення надійної ймовірності α та числа вимірювань n . Значення коефіцієнтів Стюдента $t_{\alpha, n}$ для різних значень α і n наведено у відповідних таблицях. У цьому разі надійний інтервал випадкової похибки задається аналогічно до попереднього:

$$[\bar{x} - t_{\alpha, n} \frac{S_n}{\sqrt{n}}, \bar{x} + t_{\alpha, n} \frac{S_n}{\sqrt{n}}].$$

Для оцінювання точності вимірювань користуються відносною похибкою E , яка визначається таким відношенням:

$$E = \pm \frac{\Delta x}{\bar{x}} \cdot 100.$$

Для оцінювання максимально можливих, граничних похибок користуються правилом трьох сигма. Згідно з цим правилом значення

$3S_n = 3 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n-1}}$ є межею випадкового відхилення спостереження.

Значення відхилення окремого спостереження понад $3S_n$ вважають промахом і під час обробки результатів вимірювання не враховують.

Інколи на практиці для оцінювання випадкової похибки користуються середньою арифметичною. Хоча вона легше обчислюється, ніж $\frac{S_n}{\sqrt{n}}$, середню арифметичну похибку використовують рідко, оскільки для неї не обчислені відповідні значення надійної імовірності. Згідно з теорією випадкових похибок, тільки при виконанні десяти й більше дослідів випадкова похибка не перевищує середньої арифметичної:

$$\Delta \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\Delta x_i| .$$

Якщо проведено 7...8 дослідів, то $\Delta \bar{x}$ треба збільшити у два рази, щоб гарантувати належність дійсного значення вимірювальної величини інтервалу $[\bar{x} \pm 2\Delta \bar{x}]$. Якщо буде зроблено п'ять вимірювань, то $\Delta \bar{x}$ доводиться збільшувати в три рази. Потроєну середню арифметичну похибку $3\Delta \bar{x}$ ще називають межею випадкової похибки. При числі вимірювань $n < 5$ оцінити надійність одержаних результатів за допомогою середньої арифметичної похибки неможливо.

Природно постає запитання про кількість повторних вимірювань. Відповісти на нього можна лише в ході самого експерименту на основі аналізу одержаних результатів, порівняння випадкової й інструментальної похибок. Ситуація проясняється при двох-трьох повторних вимірюваннях. Якщо результати вимірювань збігаються (випадкові похибки не проявилися: вони менші інструментальної), то продовжувати вимірювання немає сенсу. Якщо ж проявляються випадкові похибки (є розкид даних), то проводять серію із п'яти–десяти повторних вимірювань.

Одноразові вимірювання не можуть дати достовірних і надійних результатів. Крім того, одиничний результат може бути промахом. Водночас слід зауважити, що в ряді лабораторних робіт із молекулярної фізики повторні вимірювання за час, відведений на виконання роботи, провести не вдається (тривале охолодження системи до початкового стану, швидка зміна температури тощо). У таких випадках доводиться обмежуватись інструментальними похибками або звертатися до графічного методу обробки результатів вимірювання. Цей метод дає змогу швидко знаходити функціональні залежності між вели-

чинами, обчислювати значення різних параметрів, графіки дають можливість легко та швидко виявляти грубі похибки. Для цього первинну графічну обробку даних слід виконувати безпосередньо під час експерименту, тоді передбачуваний хибний результат негайно перевіряється.

Більшість фізичних величин не можна визначити в лабораторних умовах *прямими вимірюваннями*. *Непрямими*, або *опосередкованими* вимірюваннями називаються такі, у яких шукана величина виражається явною функцією інших величин, які обчислюють безпосередніми вимірюваннями.

Похибки опосередкованих вимірювань визначаються за похибками безпосередньо вимірюваних величин. Безпосередньо вимірювані величини вважатимемо аргументами, а посередньо вимірювані – функціями. Якщо опосередковано вимірювана величина є функцією багатьох аргументів

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n), \quad (2.3)$$

то середня квадратична похибка обчислюється за загальною диференціальною формулою

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{df}{dx_i} \Delta x_i \right)^2}, \quad (2.4)$$

де Δx_i – величини малі й мають однакове значення надійної імовірності α .

Відносна середня квадратична похибка посереднього вимірювання

$$E = \pm \frac{\Delta y}{y} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{f} \frac{df}{dx_i} \Delta x_i \right)^2}. \quad (2.5)$$

Оскільки $\frac{1}{f} \frac{df}{dx_i} \Delta x_i = \pm \frac{d}{dx_i} \ln f \cdot \Delta x_i$, то

$$E = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{d}{dx_i} \ln f \cdot \Delta x_i \right)^2}. \quad (2.6)$$

Отже, на практиці для обчислення E потрібно спочатку функцію прологарифмувати, а потім знайти частинні диференціали натуральних логарифмів кожного з n аргументів.

Отож формула (2.6) значно простіша за формулу (2.4), тому у випадку, коли залежність (2.3) виражена формулою, зручною для логарифмування, простіше спочатку визначити відносну похибку за (2.6), потім із виразу $E = \pm \frac{\Delta y}{y}$ знайти абсолютну похибку. У виразах, які не логарифмуються, простіше відразу обчислити абсолютну, а потім відносну похибку.

Оцінюючи похибки результату у випадку непрямих вимірювань, слід звертати увагу також на те, яка буде внесена систематична похибка внаслідок заокруглення табличних величин, фізичних констант, які входять у робочу формулу.

Числові значення фізичних величин, взяті з довідкових таблиць, заокруглюють за основними правилами. Звідси випливає, що різниця між записами в таблиці й незаокругленим значенням будь-якої величини не перевищує половини одиниці останнього розряду заокругленого значення. Наприклад, якщо в таблиці вказано, що густина ртуті $\rho = 13,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, то абсолютна похибка $\Delta\rho = 0,05 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Якщо в таблиці значення атмосферного тиску записано у вигляді $P = 1,01 \cdot 10^5 \text{ Па}$, то $\Delta P = 0,005 \cdot 10^5 \text{ Па}$.

Числа, які записуються в таблицю, часто містять спільний множник виду 10^n , де n – ціле додатне або від'ємне число. Для того, щоб щоразу не повторювати відповідний множник, у таблицю зручно записувати не саму величину, а зменшену (при $n > 0$) або збільшену (при $n < 0$) в 10^n разів. Наприклад, замість поверхневого натягу $\sigma = 72,8 \cdot 10^{-3} \text{ Н/м}$, у таблицю записують величину в 10^{+3} разів більшу, тобто $\sigma \cdot 10^{+3} = 72,8 \text{ Н/м}$.

У таблицях може бути наведено й точні значення фізичних величин. Тоді їх похибки, звичайно, дорівнюють нулю. Наприклад, температура танення льоду за нормального атмосферного тиску дорівнює 0°C , значення синуса кута 30° – 0,5.

§ 2.4. Інформація про Міжнародну систему одиниць

Інтенсивний розвиток науки й техніки, розширення торговельних зв'язків між країнами стало основною причиною, яка стимулювала розвиток метрології як науки, унаслідок чого створено єдину Міжнародну систему одиниць (СИ), яка охопила всі галузі вимірювань.

Учені всього світу понад сто років працювали над створенням такої універсальної системи одиниць вимірювань, яка була б побудована з урахуванням найбільш строгих метрологічних вимог і яка була б придатна для міжнародних відносин.

Це питання розглядалося на ІХ (1948), Х (1954) і ХІ (жовтень 1960 р.) Генеральних конференціях з міри і ваги. На ХІ Генеральній конференції з міри і ваги прийнято рішення про встановлення практичної системи одиниць вимірювань із шістьма основними одиницями, а саме: одиниця довжини – метр; одиниця маси – кілограм; одиниця часу – секунда; одиниця температури – кельвін;

одиниця сили струму – ампер; одиниця сили світла – кандела. Пізніше введено ще одну основну одиницю – одиницю кількості речовини – моль.

Цю універсальну систему одиниць названо Міжнародною системою одиниць вимірювань (міжнародне позначення – *SI*; українське – *СИ*). У *СИ* було введено дві додаткові одиниці: одиниця плоского кута – радіан; одиниця тілесного кута – стерадіан.

Основні одиниці *СИ*

Величина		Одиниця <i>СИ</i>		
найменування	розмірність	найменування	позначення	
			міжнародне	українське
Довжина	L	метр	<i>m</i>	<i>м</i>
Маса	M	кілограм	<i>kg</i>	<i>кг</i>
Час	T	секунда	<i>s</i>	<i>с</i>
Сила електричного струму	I	ампер	<i>A</i>	<i>А</i>
Термодинамічна температура	Θ	кельвін	<i>K</i>	<i>К</i>
Кількість речовини	N	моль	<i>mol</i>	<i>моль</i>
Сила світла	J	кандела	<i>cd</i>	<i>кд</i>

Означення основних одиниць *СИ*

Метр дорівнює 1 650 763,73 довжин хвиль у вакуумі випромінювання, що відповідає переходу між рівнями $2p_{10}$ і $5d_5$ атома кріптоніду – 86 (XI Генеральна конференція з мір та ваг, 1960 р.).

На XVII ГКМВ (1983 р.) сформульовано та прийнято нове визначення метра, яке ґрунтується на швидкості світла з урахуванням сучасних досягнень лазерної техніки й квантової електроніки. Уведення його в практику дало змогу істотно підвищити точність лінійних вимірювань.

За цим визначенням метр дорівнює відстані, яку проходить у вакуумі плоска електромагнітна хвиля за $1/299\,792\,458$ частку секунди.

Кілограм дорівнює масі міжнародного прототипу кілограма (I ГКМВ, 1889 р. і III ГКМВ, 1901 р.).

Секунда дорівнює 9 192 631 770 періодам випромінювання, яке відповідає переходу між двома надтонкими рівнями основного стану атома цезію – 133 (XII ГКМВ, 1967 р.).

Ампер дорівнює силі незмінного струму, який під час проходження по двох паралельних прямолінійних провідниках нескінченної

довжини та нескінченно малого кругового поперечного перерізу, розміщених у вакуумі на відстані 1 м один від одного, зумовив би на кожній ділянці провідника завдовжки 1 м силу взаємодії, яка дорівнює $2 \cdot 10^{-7} \text{ Н}$ (IX ГКМВ, 1948 р.).

Кельвін дорівнює 1/ 273,16 частини термодинамічної температури потрійної точки води (XIII ГКМВ, 1967 р.).

Моль дорівнює кількості речовини системи, яка містить стільки ж структурних елементів, скільки міститься атомів у масі 0,012 кг вуглецю C_6^{12} .

Під час застосування моля структурні елементи мають бути специфіковані й можуть бути атомами, молекулами, іонами, електронами й іншими частинками або специфікованими групами частинок (XIV ГКМВ, 1971 р.).

Кандела дорівнює силі світла в заданому напрямку джерела, яке поширює монохроматичне випромінювання частотою $540 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, енергетична сила світла якого в цьому напрямку становить $1/683 \text{ Вт/ср}$ (XVI ГКМВ, 1979 р.).

Радіан дорівнює куту між двома радіусами кола, довжина дуги між якими дорівнює радіусу.

Стерадіан дорівнює тілесному куту з вершиною в центрі сфери, який вирізує на поверхні сфери площу, що дорівнює площі квадрата зі стороною, котра дорівнює радіусу сфери.

На XX Генеральній конференції з мір і ваг (1995 р., резолюція 8) радіан і стерадіан визначено як безрозмірні похідні одиниці, назви й позначення яких не обов'язково мають використовуватися у вираженні інших похідних одиниць *СИ*.

Похідні одиниці *СИ*, які мають спеціальні найменування

№ з/п	Величина найменування	розмірність	найменування	Одиниця		вираз через основні
				позначення		
				міжнародне	українське	
1	Частота	T^{-1}	герц	<i>Hz</i>	<i>Гц</i>	s^{-1}
2	Сила, вага	$LM T^{-2}$	ньютон	<i>N</i>	<i>Н</i>	$m \cdot kg \cdot s^{-2}$
3	Тиск, механічна напруга, модуль пружності	$L^{-1} M T^{-2}$	паскаль	<i>Pa</i>	<i>Па</i>	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$
4	Енергія, робота, кількість теплоти	$L^2 M T^{-2}$	джоуль	<i>J</i>	<i>Дж</i>	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$
5	Потужність, потік енергії	$L^2 M T^{-3}$	ват	<i>W</i>	<i>Вт</i>	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$

6	Плоский кут	-	радіан	<i>rad</i>	<i>рад</i>	-
7	Тілесний кут	-	стерадіан	<i>sr</i>	<i>ср</i>	-

Позасистемні одиниці, які допускаються до застосування нарівні з одиницями СІ

Величина найменування	Одиниця			
	найменування	позначення		співвідношення з одиницею СІ
		міжн.	укр.	
Маса	тонна	<i>t</i>	<i>т</i>	10^3 кг
	атомна одиниця маси	<i>u</i>	<i>а.о.м.</i>	$\approx 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Час	хвилина	<i>min</i>	<i>хв</i>	60 с
	година	<i>h</i>	<i>год</i>	3600 с
	доба	<i>d</i>	<i>доба</i>	$86\,400 \text{ с}$
Плоский кут	градус	\dots°	\dots°	$\pi/180 \text{ рад} = 1,745329 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$
	хвилинка	\dots'	\dots'	$\pi/10\,800 \text{ рад}$
	секунда	\dots''	\dots''	$\pi/648\,000 \text{ рад}$
	град	<i>g(gon)</i>	<i>град</i>	$\pi/200 \text{ рад}$
Об'єм, місткість	літр	<i>l</i>	<i>л</i>	10^{-3} м^3
Температура Цельсія, різниця температур	градус Цельсія	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	$t = T - T_0$, де $T_0 = 273,15 \text{ K}$
Відносна величина (безрозмірне відношення фізичної величини до однойменної фізичної величини, узяті за вихідну: ККД, масова частка)	відсоток	$\%$	$\%$	10^{-2}
	проміле	‰	‰	10^{-3}
Логарифмічна величина (логарифм безрозмірного відношення фізичної величини до однойменної фізичної величини, узяті за вихідну: рівень звукового тиску, підсилення, послаблення)	мільйонна частка	<i>ppm</i>	<i>млн⁻¹</i>	10^{-6}
	бел	<i>B</i>	<i>Б</i>	$1 \text{ Б} = \lg(P_2/P_1)$ при $P_2 = 10 \cdot P_1$ (для енергетичних од.) $1 \text{ Б} = 2 \cdot \lg(F_2/F_1)$ при $F_2 = \sqrt{10} F_1$ (для "силових" величин: тиск, напруга, сила струму)
	децибел	<i>dB</i>	<i>дБ</i>	$0,1 \text{ Б}$
Частотний інтервал	октава	-	<i>окт</i>	$1 \text{ окт} = \log_2(f_2/f_1)$ при $f_2 = 2 \cdot f_1$

	декада	-	дек	$1 \text{ дек} = \lg(f_2/f_1)$ при $f_2 = 10 \cdot f_1$
--	--------	---	-----	---

**Одиниці системи СГС, які мають власне найменування,
й інші одиниці, які використовуються у фізиці**

Величина найменування	Одиниця			
	найменування	позначення		Співвідношен- ня з одиницею СИ
		міжн.	укр.	
Довжина	ангстрем	Å	Å	10^{-10} м
	мікрон	μ	мк	10^{-6} м
Сила, вага	дина	dyn	дин	10^{-5} Н
	кілограм-сила	kgf	кгс	$9,80665 \text{ Н}$
	понд	p	-	$9,80665 \cdot 10^{-3} \text{ Н}$
Тиск	кілограм-сила на квадратний сантиметр	kgf/cm^2	кгс/см ²	$98066,5 \text{ Па}$
	міліметр водяного стовпа	$\text{mm H}_2\text{O}$	мм вод. ст.	$9,80665 \text{ Па}$
	міліметр ртутного стовпа	mm Hg	мм рт. ст.	$133,322 \text{ Па}$
	тор	Torr		$133,322 \text{ Па}$
	фізична атмосфера	atm	атм	101325 Па
	технічна атмосфера	at	ат	$98066,5 \text{ Па}$
Напруга (механічна)	кілограм-сила на квадратний міліметр	kgf/mm^2	кгс/мм ²	$9,80665 \cdot 10^6 \text{ Па}$
Робота, енергія	ерг	erg	ерг	10^{-7} Дж
Потужність	кінська сила	-	к.с.	$735,499 \text{ Вт}$
Динамічна в'язкість	пуаз	P	П	$0,1 \text{ Па} \cdot \text{с}$
Кінематична в'язкість	стокс	St	Ст	$10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$
Кількість теплоти, термодинамічний потенціал (внутрішня енергія, ентальпія), теплота фазового перетворення	калорія (міжнар.)	cal	кал	$4,1868 \text{ Дж}$
	Калорія (термохімічна)	cal_{th}	кал _{тх}	$4,1840 \text{ Дж}$
	калорія 15- градусна	cal_{15}	кал ₁₅	$4,1855 \text{ Дж}$

Десяткові кратні та частинні одиниці

Для утворення десяткових кратних і частинних одиниць використовується ряд множників, які дорівнюють 10^n , де n – ціле додатне або

від'ємне число, і префіксів до найменувань одиниць, по одній для кожного множника. Цей спосіб, уперше прийнятий ще під час створення метричної системи мір, дає змогу легко переводити числові значення величин під час переходу від одиниць *СИ* до кратних і частинних від них або від одних кратних і частинних одиниць до інших.

Множники та префікси для утворення десяткових кратних і частинних одиниць, а також їх найменувань наведено в таблиці.

Префікси *СИ* для утворення десяткових кратних і частинних одиниць

Множ- ник	Префікс	Символ		Множ- ник	Префікс	Символ	
		міжн.	укр.			міжн.	укр.
10^{24}	йота	<i>Y</i>	<i>Й</i>	10^{-1}	деци	<i>d</i>	<i>д</i>
10^{21}	зета	<i>Z</i>	<i>ЗТ</i>	10^{-2}	санти	<i>c</i>	<i>с</i>
10^{18}	екса	<i>E</i>	<i>Е</i>	10^{-3}	мілі	<i>m</i>	<i>м</i>
10^{15}	пета	<i>P</i>	<i>П</i>	10^{-6}	мікро	μ	<i>мк</i>
10^{12}	тера	<i>T</i>	<i>Т</i>	10^{-9}	нано	<i>n</i>	<i>н</i>
10^9	гіга	<i>G</i>	<i>Г</i>	10^{-12}	піко	<i>p</i>	<i>п</i>
10^6	мега	<i>M</i>	<i>М</i>	10^{-15}	фемто	<i>f</i>	<i>ф</i>
10^3	кіло	<i>k</i>	<i>к</i>	10^{-18}	атто	<i>a</i>	<i>а</i>
10^2	гекто	<i>h</i>	<i>г</i>	10^{-21}	зепто	<i>z</i>	<i>зп</i>
10^1	дека	<i>da</i>	<i>да</i>	10^{-24}	йокто	<i>y</i>	<i>й</i>

Примітка. Одиниці часу (хвилину, годину, добу), плоского кута (градус, мінуту, секунду), астрономічну одиницю, світловий рік, діоптрію й атомну одиницю маси не допускається застосовувати з префіксами.

При утворенні десяткових кратних і частинних одиниць слід керуватися певними правилами, установленими стандартом.

1. Не допускається приєднання до найменування одиниці двох або більше префіксів підряд. Наприклад, замість найменування одиниці мікромікрофарад слід уживати пікофарад.

2. Префікс або його позначення слід писати разом із найменуванням одиниці, до якої вона приєднується, або відповідно до її позначення.

3. Якщо одиницю утворено як добуток або відношення одиниць, то префікс слід приєднувати до найменування першої одиниці, котра входить до добутку або до відношення.

Правильно: кілопаскаль-секунда на метр (*kPa·s/m*; *кПа·с/м*).

Неправильно: Паскаль-кілосекунда на метр (*Pa·ks/m*; *Па·кс/м*).

4. Допускається застосовувати префікс в другому множнику добутку або в знаменнику лише в обґрунтованих випадках, коли такі одиниці дуже поширені. Наприклад, тонна-кілометр ($t \cdot km$; $m \cdot км$); ват на квадратний сантиметр (W/cm^2 ; Bm/cm^2); вольт на сантиметр (V/cm ; B/cm); ампер на квадратний міліметр (A/mm^2 ; $A/мм^2$).

5. Найменування кратних і частинних одиниць від одиниці, піднесеної до степеня, слід утворювати приєднанням префікса до найменування вихідної одиниці. Наприклад, кратною або частинними одиницями від одиниці площі – квадратного метра – будуть квадратний кілометр, квадратний дециметр, квадратний сантиметр, квадратний міліметр і т. д.

6. Позначення кратних і частинних одиниць від одиниці, піднесеної до степеня, слід утворювати доданням відповідного показника степеня до позначення кратної або частинної від цієї одиниці, при цьому показник означає піднесення до степеня кратної або частинної одиниці разом із префіксом. Наприклад:

а) $5 км^2 = 5 (10^3 м)^2 = 5 \cdot 10^6 м^2$;

б) $250 см^3/с = 250 (10^{-2} м)^3/(1 с) = 250 \cdot 10^{-6} м^3/с$;

в) $0,002 см^{-1} = 0,002 (10^{-2} м)^{-1} = 0,002 \cdot 100 м^{-1} = 0,2 м^{-1}$.

7. Вибір десяткової кратної або частинної одиниці від одиниці *СІ* диктується насамперед зручністю її застосування. Із різних кратних і частинних одиниць, які можуть бути утворені за допомогою префіксів, вибирають таку, щоб числові значення величини лежали в межах від 0,1 до 1000.

8. Як десяткові кратні та частинні одиниці від основних і похідних одиниць *СІ* рекомендуються такі:

Одиниці <i>СІ</i>			Десяткові кратні та часткові від одиниць <i>СІ</i>
найменування	позначення		позначення
	міжнародне	українське	міжнародні/українські
Метр	<i>m</i>	<i>м</i>	<i>km; см; mm; μm; nm; pm; fm</i>
			<i>км; см; мм; мкм; нм; нм; фм</i>
Кілограм	<i>kg</i>	<i>кг</i>	<i>g; mg; μg</i>
			<i>г; мг; мкг</i>
Секунда	<i>s</i>	<i>с</i>	<i>ks; ms; μs; ns</i>
			<i>кс; мс; мкс; нс</i>
Ампер	<i>A</i>	<i>А</i>	<i>kA; mA; μA; nA</i>

			<i>кА; мА; мкА; нА</i>
Кельвін	<i>К</i>	<i>К</i>	<i>МК; кК; тК; μК</i>
			<i>МК; кК; мК; мкК</i>

Закінчення таблиці

Моль	<i>mol</i>	<i>моль</i>	<i>кмоль; ммоль; μмоль</i>
			<i>кмоль; ммоль; мкмоль</i>
Кандела	<i>cd</i>	<i>кд</i>	
Радіан	<i>rad</i>	<i>рад</i>	<i>мрад; μрад</i>
			<i>мрад; мкрад</i>
Стерадіан	<i>sr</i>	<i>ср</i>	

9. Для зменшення імовірності помилок під час обчислень десятикратні та частинні одиниці рекомендується підставляти тільки в кінцевий результат, а під час обчислень усі величини слід виражати в одиницях *СИ*, замінюючи префікси степенями числа 10.

§ 2.5. Відомості про вчених у галузі молекулярної фізики і термодинаміки

АВОГАДРО Амедео (повне ім'я вченого – Лоренцо Ромено Амедео Карло Авогадро ді Кваренья є ді Черрето (1776–1856) – італійський фізик і хімік, член Туринської АН (1819). █

Народився в П'ємонті. Здобув юридичну освіту. 1800 року почав самостійно вивчати фізику й математику. Із 1806-го – демонстратор у коледжі при Туринській академії; із 1809-го – професор коледжу Верчеллі; у 1820–1822, 1834–1850 роках – завідувач кафедри математичної фізики Туринського університету.

Основні роботи в галузі фізики присвячені молекулярній фізиці. Уже першими своїми дослідженнями в цій галузі заклав основи молекулярної теорії, висунувши 1811 року молекулярну гіпотезу в «Нарисі методів визначення відносних мас елементарних молекул тіл і пропорцій, по яких вони входять у сполуки».

Відкрив 1811 року важливий для фізики і хімії закон, за яким у рівних об'ємах різних газів за однакових умов міститься однакова кількість молекул (закон Авогадро). На основі свого закону розробив метод визначення молекулярної й атомної мас. Автор чотиритомної праці «Фізика вагових тіл, чи трактат про загальну конституцію тіл» (1837–1841 рр.) – перший посібник із молекулярної фізики.

БОЙЛЬ Роберт (1627–1691) – англійський хімік, фізик і філософ, член Лондонського королівського товариства (1663). Народився в Лісморі (Ірландія). Із 1654 року проживав в Оксфорді, де займався дослідженнями в галузі фізики та хімії. 1668 року переїхав у Лондон.

Фізичні роботи вченого присвячені молекулярній фізиці, вивченню світлових і електричних явищ, гідростатиці, акустиці, теплоті, механіці. 1660 року Р. Бойль вдосконалив повітряний насос Геріке, здійснив, застосовуючи його низку дослідів (виявив пружність повітря, визначив його густину, виміряв ступінь розрідженості тощо), відкрив нові фізичні факти, які виклав у роботі «Нові фізико-механічні досліди, що стосуються пружності повітря» (1660). Учений установив, що тепла вода може закипіти при розрідженні навколишнього повітря, і всупереч думці, яка тоді існувала, доказав, що підйом рідини у вузьких трубках не пов'язаний з атмосферним тиском. Відкрив 1661 року закон зміни об'єму повітря зі зміною тиску, який незалежно від нього, установив 1676 року також Е. Маріотт (закон Бойля–Маріотта). Для своїх дослідів учений сконструював барометр, увів (1662–1663) термін «барометр».

Виконавши перші дослідження пружності твердих тіл, Р. Бойль висловив думку про складність білого світла, про можливість електризації через вплив, теплоту трактував як рух молекул, був прихильником атомістичної гіпотези, вважаючи, що всі тіла складаються з дрібніших, абсолютно однакових часток. 1663 року відкрив кольорові кільця в тонких шарах, названі згодом ньютонівськими.

Значні заслуги Бойля в хімії. Учений сформулював 1661 року поняття *хімічного елемента* й увів у хімію експериментальний метод, започаткувавши самим становлення хімії як науки.

БОЛЬЦМАН Людвіг (1844–1906) – австрійський фізик-теоретик, один з основоположників класичної статистичної фізики, член Австрійської АН (1895).

Народився у Відні. Закінчив Віденський університет (1866). Професор університетів у Граці (1869–1873, 1876–1889), Відні (1873–1876; 1894–1900, і з 1903 року), Мюнхені (1889–1894 рр.), Лейпцигу (1900–1902 рр.).

Основні роботи в галузі кінетичної теорії газів, термодинаміки й теорії випромінювання. Відкрив 1866 року закон розподілу газових молекул за швидкостями (статистика Больцмана). Закон рівноважного больцманівського розподілу ліг в основу класичної статистичної фізики. 1871 року висловив ергодичну гіпотезу. Застосовуючи статис-

тичні методи до кінетичної теорії ідеальних газів, вивів 1872 року основне кінетичне рівняння газів, яке є основою фізичної кінетики. Пов'язав ентропію фізичної системи з імовірністю її стану (1872 р.) і довів статистичний характер другого закону термодинаміки, давши йому своє формулювання, чим був нанесений удар ідеалістичній гіпотезі – теплової смерті Всесвіту. Сформулював 1872 року Н-теорему (Н-теорема Больцмана), що разом із його статистичною інтерпретацією другого початку термодинаміки лягла в основу теорії необоротних процесів.

Уперше застосував до випромінювання принципи термодинаміки. Використовуючи гіпотезу Дж. Максвелла про світловий тиск, 1884 року теоретично відкрив закон теплового випромінювання, за яким випромінювана енергія абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню абсолютної температури тіла. Цей закон експериментально встановив 1879 року І. Стефан (закон Стефана-Больцмана). 1884 року з термодинамічних міркувань вивів існування тиску світла.

Учений приділяв увагу також філософським питанням природознавства, активно боровся з енергетиками, відстоюючи атомістичну теорію, а в теорії пізнання – із махістами. Безупинні нападки зі сторони супротивників кінетичної теорії газів викликали в Больцмана манію переслідування. Можливо, тому вчений покінчив життя самогубством.

Роботи видатного фізика присвячені також математиці, механіці, оптиці, гідродинаміці, теорії пружності, теорії електромагнітного поля тощо.

Член багатьох академій наук.

ВАН ДЕР ВААЛЬС Йоганнес Дідерік (1837–1923) – нідерландський фізик, член Нідерландської АН.

Народився в Лейдені. Закінчив Лейденський університет. У 1877–1907 роках – професор Амстердамського університету.

Роботи вченого присвячені молекулярній фізиці й вивченню низькотемпературних явищ. 1873 року вивів рівняння стану реального газу, яке враховує об'єм молекул та сили взаємодії між ними (рівняння Ван дер Ваальса), і установив неперервність газоподібного та рідкого станів. Уперше розглянув питання про міжмолекулярні сили у зв'язку з будовою речовин у газоподібному й рідкому станах. Запропонував теорію, котра якісно пояснює природу критичних явищ.

1910 року за роботи, які містять рівняння агрегатних станів газів і рідин, удостоєний Нобелівської премії.

Видатний фізик розробив теорію бінарних сумішей (1890) і термодинамічну теорію капілярності (1894). Дослідження належать також до електролітичної дисоціації та гідростатики.

Член Паризької АН.

ГАЛІЛЕЙ Галілео (1564–1642) – видатний італійський фізик і астроном, один із засновників точного природознавства, член Академії деї Лінчеї (1611).

Народився в Пізі. У 1581 р. вступив до Пізанського університету, у якому студіював медицину. Однак, захопившись геометрією та механікою, зокрема творами Архімеда й Евкліда, залишив університет із його схоластичними лекціями й повернувся у Флоренцію, де чотири роки самостійно вивчав математику.

Із 1589 року – професор Пізанського університету, у 1592–1610 роках – Падуанського, надалі – придворний філософ герцога Козімо II Медічі.

Уплинув на розвиток наукової думки. Саме Г. Галілей започатковує фізику як науку. Галілею людство зобов'язане двома принципами механіки, які зіграли велику роль у розвитку не тільки механіки, а й і усієї фізики. Це відомі галілеївські принципи відносності для прямолінійного й рівномірного руху та сталості прискорення сили тяжіння. На основі галілеєвського принципу відносності І. Ньютон прийшов до поняття *інерціальної системи відліку*, а другий принцип, пов'язаний із вільним падінням тіл, привів його до поняття *інертної і гравітаційної мас*. А. Ейнштейн поширив механічний принцип відносності Галілея на всі фізичні процеси, зокрема на світло, і вивів з нього тезу про природу простору та часу (при цьому перетворення Галілея замінюються перетвореннями Лоренца). Об'єднання ж другого галілеївського принципу, який Ейнштейн тлумачив як принцип еквівалентності сил інерції силам тяжіння, із принципом відносності привело його до загальної теорії відносності.

Галілей установив закони інерції (1609), вільного падіння, руху тіла по похилій площині (1604–1609) й тіла, кинутого під кутом до горизонту, відкрив закони додавання рухів і сталості періоду коливань маятника (явище ізохронізму коливань, 1583 р.). Галілей започатковує динаміку.

У липні 1609 року Галілей побудував свою першу підзорну трубу – оптичну систему, яка складається з опуклої й увігнутої лінз, – і по-

чав систематичні астрономічні спостереження. Це було друге народження підзорної труби, котра після майже 20-річної невідомості стала могутнім інструментом наукового пізнання. Тому Галілея можна вважати винахідником першого телескопа. Учений досить швидко вдосконалив свою підзорну трубу і, як писав згодом, «побудував собі прилад такого ступеня чудесний, що за його допомогою предмети видавалися майже в тисячу разів більшими й у понад тридцять разів ближчими, ніж під час спостереження звичайним оком». У трактаті «Зоряний вісник», який вийшов у Венеції 12 березня 1610 року, він описав відкриття, зроблені за допомогою телескопа: наявність гір на Місяці, чотирьох супутників у Юпітера, а також доказав, що Молочний Шлях складається з безлічі зірок.

Створення телескопа й астрономічні відкриття принесли Галілею широку популярність. Незабаром учений відкриває фази у Венери, плями на Сонці тощо. Астроном налагоджує в себе виробництво телескопів. Змінюючи відстань між лінзами, у 1610–1614 роках учений створює також мікроскоп. Завдяки Галілею лінзи й оптичні прилади стали могутнім знаряддям наукових досліджень. Як відзначав С. І. Вавилов, «саме від Галілея оптика одержала найбільший стимул для подальшого теоретичного й технічного розвитку». Оптичні дослідження Галілея присвячені також вченню про колір, питанням природи світла, фізичній оптиці. Галілею належить ідея скінченності швидкості поширення світла й постановки (1607) експерименту з її визначення.

Астрономічні відкриття Галілея зіграли величезну роль у розвитку наукового світогляду, вони цілком переконливо переконували в правильності вчення Коперника, помилковості системи Арістотеля та Птолемея, сприяли перемозі й утвердженню геліоцентричної системи світу. 1632 року вийшов відомий «Діалог про дві найголовніші системи світу», у якому Галілей відстоював геліоцентричну систему Коперника. Вихід книги розсердив церковників, інквізиція звинуватила Галілея в ересі й, улаштувавши процес, змусила привселюдно відмовитися від коперниківського вчення, а на «Діалог» наклала заборону. Після процесу 1633 року Галілей був оголошений «в'язнем святої інквізиції» і змушений був проживати спочатку в Римі, а потім в Арчертрі біля Флоренції. Однак наукову діяльність Галілей не припинив, до своєї хвороби (у 1637 р. Галілей остаточно втратив зір) він завершив працю «Бесіди і математичні докази, що стосуються двох нових галузей науки», яка є підсумком його фізичних досліджень.

Учений винайшов термоскоп – прообраз термометра, сконструював (1586) гідростатичні ваги для вимірювання густини твердих тіл, визначив густину повітря. Висунув ідею застосування маятника в годиннику. Фізичні дослідження присвятив також гідростатиці, міцності матеріалів та ін.

ГЕЙ-ЛЮССАК Жозеф Луї (1778–1850) – французький фізик і хімік, член Паризької АН (1806).

Народився в Сен-Леонарі. Закінчив Політехнічну школу (1800), де працював з 1802 року (з 1809-го – професор хімії), одночасно в 1808–1832 роках – професор фізики Паризького університету. Із 1832 року – професор хімії Паризького ботанічного саду.

Автор фізичних праць у галузі молекулярної фізики й теплоти. Досліджував розширення та властивості газів. 1802 року, незалежно від Дж. Дальтона, відкрив один із газових законів (закон Гей-Люссака), доказавши, що коефіцієнт розширення всіх газів однаковий, і обчислив його ($0,00375 \text{ град}^{-1}$). 1804 року двічі здійснив польоти на повітряній кулі (на висоту 7 км), під час яких виконав наукові дослідження, зокрема вивчав температуру й вологість повітря. 1807 року встановив зниження температури повітря при його розширенні та підвищення – при стиску (без теплообміну), а також незалежність теплоємності газу від його об'єму. 1808 року емпірично встановив, що всі прості гази з'єднуються один з одним у простих кратних відношеннях (закон об'ємних відношень). 1811 року розробив спосіб визначення густини пари, досліджував (1816) пружність пари. Учений – прибічник корпускулярної теорії світла. У галузі хімії розробив спосіб одержання калію та натрію (разом із Л. Тенаром), одержав хімічні сполуки, зокрема синільну кислоту, ціан, започаткував об'ємний аналіз. Винайшов (гідрометр, спиртометр, барометр, термометри, насос.

Із 1815 року разом з Д. Араго видатний учений редагував журнал «Аннали хімії і фізики».

ДАЛЬТОН Джон (1766–1844) – англійський хімік і фізик, член Лондонського королівського товариства (1822).

Народився в Іглсфілді. Освіту здобув самотійно. Викладав математику в Манчестері.

Фізичні дослідження проводив у галузі молекулярної фізики. Спостерігав (1800) підвищення температури повітря при його адиабатичному стиску та зниження – при розширенні. Досліджував властивості водяної пари, перший указав (1801) на відмінність пари наси-

ченої та перегрітої. 1801 року відкрив закон парціальних тисків газів, 1803-го – закон залежності розчинення газів від їхнього парціального тиску (закон Дальтона), у 1801 році незалежно від Ж. Гей-Люссака, – один із газових законів: при постійному тиску всі гази з підвищенням температури розширюються однаково.

Велика заслуга Дальтона в розвитку атомістичних уявлень стосовно хімії. Установив, що атоми того самого хімічного елемента мають однакові властивості. Увів поняття атомної маси і склав першу таблицю атомних мас елементів (1803). Запропонував позначення для атомів хімічних елементів, але вони не одержали поширення. 1794 року вперше описав дефект зору, який називається дальтонізмом.

Член Паризької АН.

ДЖОУЛЬ Джеймс Прескотт (1818–1889) – англійський фізик, один із першовідкривачів закону збереження енергії, член Лондонського королівського товариства (1850).

Народився у Солфордї. Одержав домашню освіту. Перші уроки з фізики йому давав Дж. Дальтон, під впливом якого Джоуль розпочав свої експериментальні дослідження.

Роботи видатного фізика присвячені електромагнетизму, теплоті, кінетичній теорії газів. Установив 1841 року залежність кількості тепла, яке виділяється в провіднику при проходженні через нього електричного струму, від величини струму й опору провідника (закон Джоуля–Ленца). У 1843 р. експериментально встановив, що теплоту можна одержати за рахунок механічної роботи, й обчислив механічний еквівалент теплоти, чим переконливо доказав закон збереження енергії. Досліджував теплові явища при стиску й розширенні газу, зокрема дослідом із розширенням розрідженого газу показав, що внутрішня енергія ідеального газу не залежить від його об'єму (1845). Разом із У. Томсоном відкрив у 1853–1854 роках явище охолодження газу при його повільному стаціонарному адіабатичному протіканні через пористу перегородку (ефект Джоуля–Томсона). Побудував термодинамічну температурну шкалу, теоретично визначив теплоємність деяких газів. Теплоту пояснював як рух часток. Обчислив швидкість руху молекул газу й установив її залежність від температури, тиск газу уважав результатом ударів часток цього газу об стінку посудини (1848). Відкрив явище магнітного насичення ферромагнетиків (1840) і магніострикцію (1842).

ДЮЛОНГ П'єр Луї (1785–1838) – французький фізик і хімік, член Паризької АН (1823), президент (1828).

Народився у Руані. У 1801–1803 роках навчався в Політехнічній школі; у 1811–1820 роках працював у Нормальній і Ветеринарній школах у Парижі. Із 1820 року – професор Паризького університету, у 1920–1930 роках – Політехнічної школи.

Фізичні роботи присвячені теплоті. Разом з А. Пті в 1819 році встановив, що добуток питомої теплоємності й атомної маси для простих тіл у кристалічному стані є величиною майже постійною (закон Дюлонга і Пті). Досліджував теплопровідність і пружність газів, теплове розширення твердих тіл, винайшов (1816) катетометр (з А. Пті). 1829 році обчислив теплоємність різних газів при постійному об'ємі, у 1830-му сконструював водяний калориметр і визначив теплоти згоряння великої кількості речовин. Уперше одержав хлористий азот і фосфорноватисту кислоту.

ЕЙНШТЕЙН Альберт (1879–1955) – видатний фізик-теоретик, один із творців сучасної фізики.

Народився в Ульме (нині ФРН). У чотирнадцять років переїхав у Швейцарію, де закінчив Цюрихський політехнікум (1900). У 1902–1908 роках працював експертом у патентному бюро в Берні; у 1909–1913 роках – професор Цюрихського політехнікуму (у 1911-му – професор Німецького університету в Празі); у 1914–1933 роках – професор Берлінського університету й директор Інституту фізики. Після приходу до влади фашистів переслідувався, змушений був залишити Німеччину. 1933 року переїхав у США, де до кінця життя працював у Принстонському інституті перспективних досліджень.

Творець спеціальної та загальної теорій відносності, яка докорінно змінила уявлення про простір, час і матерію. 1905 року у статті “До електродинаміки тіл, що рухаються,” виклав основи спеціальної теорії відносності, описавши нові закони руху, які узагальнювали ньютонівські й переходили в них у випадку малих швидкостей тіл, коли $v \ll c$. В основу своєї теорії поклав два постулати: спеціальний принцип відносності, який є узагальненням механічного принципу відносності Галілея на всі фізичні явища (у будь-яких інерціальних системах усі фізичні процеси – механічні, електричні, теплові, оптичні й ін. – протікають однаково), і принцип сталості швидкості світла у вакуумі (швидкість світла у вакуумі не залежить від руху джерела світла чи спостерігача й однакова у всіх напрямках, тобто однакова в усіх інерціальних системах і дорівнює $3 \cdot 10^{10}$ см/с). Обидва постулати

і теорія, побудована на їхній основі, привели до руйнування багатьох сталих класичних понять (абсолютний простір, абсолютний час), змусили переглянути низку основних положень класичної фізики Ньютона, установили новий погляд на світ, нові просторово-часові уявлення (відносність довжини, часу, одночасності подій). Однак ця теорія не відкинула зовсім закономірностей, установлених класичною механікою, а уточнила їх у випадку руху зі швидкостями, порівняними зі швидкістю світла у вакуумі.

На основі своєї теорії, у тому ж 1905 році відкрив закон взаємозв'язку маси й енергії. Показав, що маса є мірою енергії, укладеної в тілах. Це співвідношення Ейнштейна ($E = mc^2$) лежить в основі обчислення енергетичного балансу ядерних реакцій та в основі всієї ядерної фізики. Усі положення й висновки спеціальної теорії відносності яскраво підтвердили численні досліди, вона стала могутнім інструментом фізичних досліджень, зокрема фізики мікросвіту.

Значна роль Ейнштейна й у створенні квантової теорії. Якщо М. Планк (1900) квантував лише енергію матеріального осцилятора, то Ейнштейн увів 1905 року поняття про дискретну, квантову структуру самого світлового випромінювання, трактуючи останнє як потік квантів світла, чи фотонів (фотонна теорія світла). Отже, Ейнштейнові належить теоретичне відкриття фотона, який експериментально виявив 1922 року А. Комптон. На основі квантової теорії світла пояснив такі явища, як фотоефект (закон Ейнштейна для фотоефекту), правило Стокса для флюоресценції, фотоіонізацію й інші, чого не могла пояснити електромагнітна теорія світла (Нобелівська премія, 1921 р.). У 1907 р. поширив ідеї квантової теорії на фізичні процеси, безпосередньо не пов'язані зі світлом. Зокрема, розглянувши теплові коливання атомів у твердому тілі й використавши ідеї квантової теорії, пояснив зменшення теплоємності твердих тіл при зниженні температури, розробивши першу квантову теорію теплоємності твердих тіл (1907). У 1909 році вперше розглянув корпускулярно-хвильовий дуалізм для випромінювання, а також флуктуації енергії рівноважного випромінювання, одержавши формулу для флуктуації енергії. 1912 року встановив основний закон фотохімії: кожен поглинений фотон викликає одну елементарну фотореакцію (закон Ейнштейна). Передбачив 1916 року явище індукованого випромінювання, увів імовірності спонтанного й вимушеного випромінювань (коефіцієнти Ейнштейна).

У статистичній фізиці розвинув 1905 року молекулярно-

статистичну теорію броунівського руху; у 1924–1925 роках створив квантову статистику частинок із цілим спіном (статистика Бозе-Ейнштейна).

1915 року передбачив і разом із В. де Гаазом експериментально відкрив ефект зміни механічного моменту при намагнічуванні тіла (ефект Ейнштейна–де Гааза).

1915 року завершив створення загальної теорії відносності, або сучасної релятивістської теорії тяжіння, яка встановила зв'язок між простором – часом і матерією. До її створення Ейнштейна привів аналіз відомого факту, що відношення інертної маси тіла до гравітаційної однакове для всіх тіл (принцип еквівалентності). Цей принцип разом із принципом відносності ліг в основу загальної теорії відносності, яка пояснила сутність тяжіння, що полягає в зміні геометричних властивостей, викривленні чотиривимірного простору – часу навколо тіл, які утворюють поле (будь-яка маса впливає на метрику навколишнього простору). Вивів рівняння, яке описує поле тяжіння – рівняння Ейнштейна (1915 року загальноковаріантні рівняння гравітаційного поля одержав також Д. Гільберт). Для перевірки своєї теорії запропонував три ефекти: викривлення світлового променя в полі тяжіння Сонця, зсув перигелію Меркурію та гравітаційний червоний зсув. Ці ефекти, як показали наступні експерименти, насправді існують і кількісно правильно передбачувалися загальною теорією відносності. 1916 року висунув гіпотезу про існування гравітаційних хвиль, а в 1918-му вивів формулу для потужності гравітаційного випромінювання.

Загальна теорія відносності сприяла бурхливому розвитку космології як науки. На основі цієї теорії Ейнштейн 1917 року запропонував нову модель Всесвіту, відповідно до якої Всесвіт – замкнутий тривимірний простір (тривимірна сфера) скінченого об'єму й незмінний у часі. Однак ця модель не відповідає дійсності, оскільки Всесвіт нестационарний, він розширюється. Уперше це теоретично показав А. А. Фрідман, а в 1929 році було підтверджено спостереженнями (явище розбігання галактик).

Починаючи з 1933 року, роботи Ейнштейна були присвячені питанням космології і єдиній теорії поля. Однак спроби побудувати таку теорію закінчилися невдачею. У роботах Ейнштейна піднято низку гносеологічних проблем, але його філософські погляди не завжди послідовні.

Член багатьох академій наук і наукових товариств.

КАМЕРЛІНГ-ОННЕС Гейке (1853–1926) – нідерландський фізик, член Нідерландської АН.

Народився в Гронінгені. Закінчив Гронінгенський університет (1876). Удосконалював знання в Г. Кірхгофа й Р. Бунзена в Гейдельберзі. У 1878–1882 роках працював у Політехнічній школі в Делфті, у 1882–1923 роках – професор Лейденського університету, засновник і директор (1894–1923) криогенної лабораторії (нині Лейденська криогенна лабораторія імені Г. Камерлінг-Оннеса).

Роботи вченого належать до фізики низьких температур і надпровідності. У 1892–1894 роках сконструював високопродуктивну зріджувальну установку каскадного типу для кисню, азоту й повітря. У 1906 році отримав рідкий водень. Перший одержав температури, близькі до абсолютного нуля, і досліджував властивості багатьох речовин при наднизьких температурах. Розробив метод одержання рідкого гелію, у 1908 році вперше отримав рідкий гелій і виміряв його температуру (Нобелівська премія, 1913). Надалі виконав виміри з уточнення цієї температури, визначивши для неї значення $4,25\text{ K}$ (1911) і $4,42\text{ K}$ (1922). Виміряв (1911) критичну точку гелію ($T_k = 5,20\text{ K}$, $p_k = 2,26\text{ ат}$), у 1909 р. одержав температуру в $1,04\text{ K}$. Виміряв в'язкість рідкого гелію, установив, що вона максимальна при $2,2\text{ K}$; виміряв густину рідкого гелію і його пари, питому теплоємність, разом із Л. Дана приховану теплоту пароутворення.

1911 року відкрив явище надпровідності в ртуті, потім – в олова, свинцю, талію й ін., у 1913-му руйнування надпровідності під впливом сильних магнітних полів і струмів. 1924 року показав можливість створення незатухаючого струму в кільці, яке складається з двох різних надпровідників, які перебувають у контакті. Перший запропонував використовувати надпровідну обмотку для створення дуже сильного магнітного поля.

Виявив себе як великий організатор науки, котрий започаткував новий підхід до планування й керівництва науковими дослідженнями, його лабораторія стала своєрідною моделлю для наукових інститутів ХХ століття. Заснував (1901) при лабораторії школу лаборантів і склудувів, науковий журнал «Повідомлення з фізичної лабораторії Лейденського університету».

КАРНО Нікола Леонард Саді (1796–1832) – французький фізик й інженер, один із творців термодинаміки.

Народився в Парижі. Закінчив Політехнічну школу (1814). У 1814–1819, 1826–1827 роках перебував на військовій службі як інженер.

У 1824 році опублікував твір «Міркування про рушійну силу вогню і про машини, здатні розвивати цю силу», у якому на підставі неможливості створення вічного двигуна вперше показав, що корисну роботу можна одержати лише у випадку, коли тепло переходить від нагрітого тіла до більш холодного (другий закон термодинаміки). Тільки різниця температур нагрівача й холодильника зумовлює віддачу (ККД) теплової машини, природа ж робочого тіла не відіграє ніякої ролі (теорема Карно). Праця Карно одержала широку популярність у 1834 році завдяки Б. Клапейрону, котрий його ідеям надав доступну математичну форму.

Увів поняття кругового й оборотного процесів, ідеального циклу теплових машин, заклавши тим самим основи теорії циклів і відповідних процесів. Показав перевагу застосування в парових машинах пари високого тиску та її багаторазового розширення, сформулював принцип роботи газових теплових машин. Вивів поняття механічного еквівалента теплоти.

КЛАПЕЙРОН Бенуа Поль Еміль (1799–1864) – французький фізик й інженер, член Паризької АН (1858).

Народився в Парижі. Закінчив Політехнічну школу (1818). У 1820–1830 роках працював у Петербурзі в Інституті інженерів шляхів сполучення. Після повернення у Францію був професором (із 1844) Школи мостів і доріг у Парижі.

Фізичні дослідження вченого присвячені теплоті, пластичності й рівновазі твердих тіл. Надав 1834 року математичну форму ідеям Н. Карно, першим оцінивши велике наукове значення його праці «Міркування про рушійну силу вогню...», яка містить фактично формулювання другого закону термодинаміки. На основі цих ідей уперше ввів у термодинаміку графічний метод – індикаторні діаграми, зокрема запропонував систему координат $P-V$. 1834 року вивів рівняння стану ідеального газу, яке узагальнив згодом (1874). Д. І. Менделєєв (рівняння Менделєєва – Клапейрона), і рівняння, що встановлює зв'язок між температурою плавлення та кипіння речовини і тиском, – рівняння Клапейрона – Клаузіуса (останній обґрунтував 1851 року це рівняння).

КЛАУЗІУС Рудольф Юліус Емануель (1822–1888) – німецький фізик-теоретик, один із творців термодинаміки й кінетичної теорії газів, член-кореспондент Берлінської АН (1876).

Народився в Кесліні (нині Кошалін, Польща). Закінчив Берлінський університет (1848). Із 1855 року – професор Цюрихського, з 1867-го – Вюрцбурзького, із 1869 р. – Боннського університетів.

Автор робіт в галузях молекулярної фізики, термодинаміки, теорії парових машин, теоретичної механіки, математичної фізики. Розвиваючи ідеї Н. Карно, точно сформулював принцип еквівалентності теплоти й роботи. 1850 року незалежно від У. Ранкіна, одержав загальні співвідношення між теплотою та механічною роботою (перший закон термодинаміки) й розробив ідеальний термодинамічний цикл парової машини (цикл Ранкіна–Клаузіуса). Першим досліджував властивості водяної пари (1851), указав (1856) шлях підвищення ККД теплової машини – підвищення температури робочого тіла. Сформулював (1850) другий закон термодинаміки: «теплота сама по собі не може перейти від холодного тіла до більш теплого». Дав математичний вираз другого закону й у випадку оборотних кругових процесів (1854), і необоротних (1862). Розвиваючи свої термодинамічні ідеї, увів нове важливе поняття – поняття *ентропії* (1865), установивши її найважливішу особливість: у замкнутій системі ентропія або залишається незмінною (у випадку оборотних процесів), або зростає (у випадку необоротних процесів). Тим самим Клаузіус показав, що зміна ентропії визначає напрямок протікання процесу. Поширивши принцип зростання ентропії на весь Всесвіт, вважаючи її замкнутою системою, прийшов до помилкового висновку про теплову смерть Всесвіту, тобто до того самого висновку, що впливав з ідеалістичної гіпотези теплової смерті Всесвіту, яку висунув 1852 року У. Томсон. Неспроможність цієї гіпотези доказав Л. Больцман, обґрунтувавши статистичний характер другого закону термодинаміки.

Значний внесок зробив у кінетичну теорію газів, виклав 1857 року системно основи цієї теорії. Увів тут статистичні уявлення (метод середніх величин), поняття довжини вільного пробігу молекул й обчислив (1859) середню довжину шляху між двома зіткненнями, перший теоретично обчислив тиск газу на стінки посудини. Увів поняття про сферу дії молекул (1859). Довів 1870 року теорему віріала, що зв'язує середню кінетичну енергію системи частинок із

діючими в ній силами. Запропонував більш загальну форму рівняння газового стану порівняно з рівнянням Ван дер Ваальса (1880). Обґрунтував (1851) рівняння Клапейрона, що зв'язує температуру плавлення речовини з тиском (рівняння Клапейрона – Клаузіуса).

Теоретично обґрунтував закон Джоуля–Ленца, розвинув 1853 року термодинамічну теорію термоелектрики, увів 1857 року поняття про електролітичну дисоціацію. Розробив (1879) теорію поляризації діелектриків, на основі якої, незалежно від О. Москотті, вивів співвідношення між діелектричною проникністю та поляризованістю діелектрика (формула Клаузіуса–Москотті).

Член ряду академій наук і наукових товариств.

ЛОМОНОСОВ Михайло Васильович (1711–1765) – видатний російський учений, мислитель, академік Петербурзької АН (1745).

Народився в с. Денисівка Архангельської губернії (нині с. Ломоносове Архангельської обл.). У 1731–1735 роках – навчався в Слов'яно-греко-латинській академії в Москві; у 1735–1736 – в Університеті при Петербурзькій АН; у 1736–1741 роках – за кордоном у Марбурзі та Фрейберзі. Після повернення в Росію був обраний 1742 року ад'юнктом, а 1745-го – академіком Петербурзької АН.

Роботи вченого присвячені фізиці, хімії, астрономії, гірничій справі, металургії й ін. Ломоносов зосередив дослідження на найбільш актуальних проблемах фізики і хімії того часу. Висунув низку нових положень і гіпотез, зробив відкриття, які випередили його час і передбачили досягнення фізики ХІХ ст. Експериментально довів закон збереження речовини. 1756 року виконав класичний дослід, показавши, що в запаяній посудині під час нагрівання без доступу повітря маса металу не збільшується, і при цьому загальна маса посудини залишається незмінною (закон збереження маси речовини). Аналогічний експеримент виконав А. Лавуазьє лише 1774 року. І хоча саме після цих робіт Лавуазьє закон збереження маси речовини при хімічних реакціях остаточно увійшов у науку, пріоритет Ломоносова у відкритті цього закону є незаперечним.

Уважав природу як єдине ціле, де все взаємозалежне. Усі процеси в природі відбуваються так, що зміни в одному місці обов'язково пов'язані зі змінами в іншому. При цьому ніщо не зникає безслідно й не виникає з нічого. Ломоносов говорить про будь-які «зміни, що в природі відбуваються» і про «їхнє загальне збереження» (закон збереження матерії і руху Ломоносова).

Учений розробив точні методи зважування. Основоположник упровадження фізичних методів у хімію. Намагався застосувати в хімії методи точного кількісного аналізу. Під час вивчення природи основним уважав дослід, що було найбільш характерною рисою його як ученого. Вивчав рідкий, газоподібний і твердий стани речовин, докладно розробив термометрію, досить точно калібрував свої ртутні термометри. З досить високою для того часу точністю визначив коефіцієнт розширення газів.

Розробив також чимало конструкцій різних фізичних, метеорологічних й інших приладів (близько 100), зокрема віскозиметр, прилад для визначення твердості тіл, пірометр, казан для дослідження речовини при низькому й високому тисках, анемометр, газовий барометр й ін.

Непримиренний супротивник концепції невагомих і, усупереч більшості вчених, котрі займалися придумуванням невагомих для пояснення різних фізичних процесів, розробив свій погляд на світ і процеси, які відбуваються в ньому. За Ломоносовим, навколишній світ складається з вагової матерії (яка, у свою чергу, складається з нечуттєвих часток) й ефіру. Усі тіла складаються з «корпускул» (у сучасній термінології – молекул), які містять деяку кількість «елементів» (атомів). Між атомами й молекулами вчений проводив чітку межу, близько підійшов до ідеї молекулярної будови хімічних сполук. Усі фізичні явища пояснював як результат руху великих та малих мас вагової матерії й ефіру.

Рухом дрібних часток уявлялася Ломоносову теплота, кінетична природа теплоти не викликала в нього ніяких сумнівів. Нагрівання тіл він пов'язував зі зростанням поступального й обертального рухів. Близько підійшов до поняття *абсолютного нуля*. Свою теорію теплоти виклав у роботі «Міркування про причину теплоти і холоду» (1747–1748 рр.). Один з основоположників молекулярно-кінетичної теорії теплоти.

Значне місце у творчості Ломоносова належить роботам з оптики. Учений – прихильник хвильової теорії світла: розробив теорію кольорів, сконструював оптичні прилади, зокрема телескоп-рефлектор, за допомогою якого спостерігав 1761 року проходження Венери по диску Сонця, що сприяло його відкриттю атмосфери на нашій планеті.

Разом із Г. В. Ріхманом проводив дослідження в галузі електрики, зокрема атмосферної. Учені задля цього використовували винайдений Ріхманом «електричний покажчик», який є прообразом електрометра.

Розробив теорію утворення атмосферної електрики, походження якої пов'язував з висхідними й низхідними потоками повітря. Намагався створити загальну теорію електричних явищ, суть якої дослідник убачав в русі ефіру.

Багато зробив для розвитку науки, культури й освіти в Росії. 1755 року з ініціативи і за проектом М. В. Ломоносова було відкрито Московський університет, який носить нині його ім'я. Засновник природознавства в Росії. Академія наук СРСР заснувала Золоту медаль ім. М. В. Ломоносова.

ЛОШМІДТ Йоганн Йозеф (1821–1895) – австрійський фізик і хімік, член Австрійської АН (1870).

Народився в Путшірні. Навчався в Празькому університеті. З 1865 року працював у Віденському університеті (з 1868-го – професор).

Основні роботи вченого в галузях кінетичної теорії газів, кристалографії, стереохімії. Перший обчислив (1865) діаметр молекули й визначив кількість молекул газу, які містяться в 1 см^3 за нормальних умов (число Лошмідта).

МАЙЄР Юліус Роберт (1814–1878) – німецький лікар. Одним із перших відкрив фундаментальне природне явище – закон збереження та перетворення енергії.

Народився в Хейльброні. Закінчив Тюбінгенський університет (1838), одержавши ступінь доктора медицини.

1839 року працював у клініках Парижа.

У 1840–1841 роках як корабельний лікар брав участь у плаванні на о. Яву. Під час плавання помітив, що колір венозної крові матросів у тропіках значно світліший, ніж у північних широтах. Ця зміна кольору венозної крові привела його до думки, що існує зв'язок між споживанням речовини й утворенням тепла. Установив також, що кількість продуктів, які окисляються, в організмі людини зростає зі збільшенням виконуваної ним роботи. Усе це дало Майєру підставу 1840 року припустити, що теплота й механічна робота здатні взаємно перетворюватися. Результати своїх досліджень виклав у роботах «Про кількісне і якісне визначення сил» (1841 р., опублікована в 1881-му) і «Зауваження щодо сил неживої природи» (1841 р., опублікована в 1842-му). У цих роботах Майєр уперше сформулював закон збереження енергії, докладніше – у роботі «Органічний рух у його зв'язку з обміном речовин» (1845), а також теоретично обчислив механічний еквівалент теплоти.

Однак видатне відкриття Майєра не мало визнання, його робота (1845), яку вчений видав на власні кошти окремою брошурою, тривалий час залишалася майже невідомою. Першовідкривачем закону стали називати Дж. Джоуля, а потім і Г. Гельмгольца. Спроби Майєра захистити свій пріоритет у відкритті закону збереження та перетворення енергії спричинили нападки на нього зі сторони місцевих учених. Це негативно позначилося на його психічному стані й призвело до важкого нервового розладу, що унеможливило активну наукову діяльність. Лише в 50–60-х роках пріоритет Майєра у відкритті закону збереження енергії був визнаний.

Майєр також перший висловив думку, що випромінювання Сонця приводить до зменшення його маси.

МАРІОТТ Едм (1620–1684) – французький фізик, член Паризької АН (1666), один із її засновників.

Народився в Діжоні. Був ігуменом монастиря Св. Мартіна поблизу Діжона.

Роботи вченого належать до механіки, теплоти, оптики. 1676 року встановив закон зміни об'єму даної маси газу від тиску при постійній температурі (закон Бойля–Маріотта; цей закон відкрили 1661 року Р. Бойль і Р. Тоунлі). Передбачив різноманітні застосування цього закону, зокрема розрахунок висоти місцевості за даними барометра. Експериментально підтвердив формулу Торрічеллі щодо швидкості витікання рідини, досліджував висоту підйому фонтанів, склав таблиці залежності висоти підйому від діаметра отвору. Вивчав зіткнення пружних тіл, коливання маятника. У «Трактаті про удар або зіткнення тіл» (1678) узагальнив дослідження в цій галузі. Доказав збільшення об'єму води при замерзанні. Відкрив 1666 року сліпу пляму в оці, досліджував кольори, зокрема кольорові кільця навколо Сонця й Місяця, вивчав веселку, дифракцію світла, променисту теплоту, показав відмінність між тепловими та світловими променями. Виготовив чимало різних фізичних приладів.

МЕНДЕЛЄЄВ Дмитро Іванович (1834–1907) – російський учений, член-кореспондент Петербурзької АН (1876).

Народився в Тобольську. Закінчив Головний педагогічний інститут у Петербурзі (1855). У 1857–1890 роках викладав у Петербурзькому університеті (з 1865-го – професор). 1890 року залишив університет через конфлікт із міністром освіти І. Д. Деляновим. З 1892 року – учений-хоронитель Депо зразкових гир і ваг, яке за його ініціативою 1893 року реорганізоване в Головну палату мір і ваг (Всесоюзний

науково-дослідний інститут метрології імені Д. І. Менделєєва), її керуючий у 1893–1907 роках.

Роботи належать переважно до галузі хімії, а також фізики, метрології, метеорології й ін. Відкрив 1869 року один із фундаментальних законів природи – періодичний закон хімічних елементів – і на його основі створив періодичну таблицю хімічних елементів. Виправив значення атомних мас багатьох елементів (берилію, індію, урану, торію, церію й ін.), передбачив існування та властивості нових, ще не відкритих елементів (галію, германію, скандію) й обчислив приблизно їхні атомні маси. Подальші відкриття блискуче підтвердив періодичний закон Менделєєва, який став основою сучасного вчення про речовину.

Передбачив існування критичної температури (1860), узагальнивши рівняння Клапейрона, вивів 1874 року загальне рівняння стану ідеального газу (рівняння Менделєєва–Клапейрона). Сконструював барометр. 1887 року здійснив (без пілота) політ на повітряній кулі для спостереження сонячного затемнення та вивчення верхніх шарів атмосфери. У галузі метрології розробив фізичну теорію ваг, конструкції коромисла й аретира, точні прийоми зважування й ін. 1888 року уперше висунув ідею підземної газифікації вугілля.

На честь Д. І. Менделєєва Академія наук СРСР заснувала премію й золоту медаль за кращі роботи в галузі хімії. Його ім'ям названий 101-й елемент – Менделєєвій. Член багатьох іноземних академій наук і наукових товариств.

ПЕРРЕН Жан Батист (1870–1942) – французький фізик і фізико-хімік, член Паризької АН (1923); 1936 року – президент.

Народився в Ліллеві. Закінчив Нормальну школу (1894), де в 1897-му одержав ступінь доктора. З 1898 року – працював у Паризькому університеті (з 1910-го – професор). З 1938 року проживав у США.

1895 року експериментально доказав, що катодні промені є потоком негативно заряджених частинок. 1908 року здійснив цикл експериментальних досліджень броунівського руху, які підтвердили молекулярно-статистичну теорію Ейнштейна–Смолуховського й остаточно переконали в тім, що броунівський рух є наслідком теплового руху молекул середовища, переконали в реальності самих молекул. На основі своїх дослідів обчислив (1909) число Авогадро – $6,8 \cdot 10^{23}$. Вивчаючи в 1918–1919 роках будову мильних плівок, показав, що най-

менша товщина її дорівнює двом молекулярним шарам і будь-яка плівка складається із цілого числа бімолекулярних шарів.

Роботи вченого присвячені також дослідженню рентгенівських променів, провідності газів, флюоресценції, радіоактивності, атомній фізиці, акустиці. Розробив (1901) планетарну модель атома (модель Перрена).

Боровся проти фашизму. Лауреат Нобелівської премії (1926).

Пті Алексіс Терез (1791–1820) – французький фізик.

Народився у Везулі. Закінчив Політехнічну школу (1809). 1810 року став професором лицю (Париж), з 1815-го – професор Політехнічної школи.

Роботи вченого присвячені теплоті й молекулярній фізиці. Разом із П. Дюлонгом досліджував охолодження тіл у порожнечі; вивів (1818) формулу для швидкості охолодження нагрітих тіл. Розробив метод вивчення теплопровідності газів, а також методи визначення теплового розширення та питомої теплоємності твердих тіл. 1819 року з Дюлонгом емпірично встановив, що атомна теплоємність усіх простих твердих тіл при постійному об'ємі майже незмінна й дорівнює $6 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{град})$ (закон Дюлонга і Пті), винайшов (1816) катетометр.

ПУАЗЕЙЛЬ Жан Луї Марі (1799–1869) – французький фізіолог і фізик, член Французької медичної академії (1842).

Народився в Парижі. Навчався в Політехнічній школі. Працював у Парижі.

Фізичні дослідження вченого належать до молекулярної фізики, а саме до вивчення руху рідин у тонких трубках і внутрішнього тертя. Відкрив (опублікував 1840 р.) закон витікання рідини через тонку циліндричну трубку (закон Пуазейля), який широко застосовується для визначення в'язкості та швидкості плин у капілярах. Винайшов віскозиметр. Першим застосував 1828 року ртутний манометр для вимірювання кров'яного тиску.

ПУАССОН Сімеон Дені (1781–1840) – французький механік, математик і фізик, член Паризької АН (1812).

Народився в Пітаві. Закінчив Політехнічну школу (1800), де викладав (з 1806-го – професор), з 1809-го – професор Паризького університету.

Фізичні дослідження вченого належать до електрики й магнетизму, капілярності, теорії пружності, гідромеханіки, теорії коливань, теорії світла. 1811 року застосував математичну теорію потенціалу до

електростатики, сформулювавши тут важливу теорему, відповідно до якої напруженість поля в точці на поверхні провідника пропорційна густині заряду провідника; розв'язав задачу про розподіл електрики на поверхні різних провідників і системах провідників. 1824 року поширив теорію потенціалу на магнітні явища й розробив математичну теорію магнетизму.

Уперше записав рівняння аналітичної механіки через складові імпульсу, у гідродинаміці узагальнив рівняння Нав'є – Стокса на випадок руху стисливої в'язкої рідини з урахуванням теплопередачі. Розробляв теорію поширення звуку в повітрі. Перший теоретично досліджував адіабатичний процес, вивів (1823) рівняння адіабати (рівняння Пуассона).

Розв'язав низку задач теорії пружності, увів (1810) так званий «коефіцієнт Пуассона» як характеристику матеріалу пружного тіла – відношення поздовжнього розтягу до поперечного стиску, узагальнив рівняння теорії пружності на випадок анізотропних тіл. Разом із Л. Нав'є й О. Коші основоположник теорії пружності.

РЕОМЮР Рене Антуан Фершо (1683–1757) – французький натураліст, член Паризької АН (1708).

Народився в Ла-Рошелі.

Наукові праці вченого в галузях математики, фізики, хімічної технології, зоології, ботаніки. Винайшов 1730 року спиртовий термометр зі шкалою від 0 до 80° (термометр Реомюра). Перший застосував (1722) мікроскоп для металургійних досліджень. 1734 року указав на можливість одержання штучного шовку.

СМОЛУХОВСЬКИЙ Маріан (1872–1917) – польський фізик. Народився у Фордербрюле біля Відня. Закінчив Віденський університет (1895). Удосконалював знання в лабораторіях у Г. Ліппмана, У. Томсона й Е. Варбурга. У 1899–1913 роках працював у Львівському університеті (з 1900-го – професор). З 1913-го – професор Краківського університету (у 1917-му – ректор).

Основні роботи вченого присвячені молекулярній фізиці, термодинаміці, статистичній механіці, зокрема кінетичній теорії газів і рідин, теорії броунівського руху, молекулярній статистиці. Теоретично обґрунтував 1898 року явище температурного стрибка на межі «газ – тверде тіло», відкрите експериментально ще в 70-х роках, яке було досить сильним аргументом на користь молекулярної кінетики. Подальші дослідження Смолуховського броунівського руху й питань меж застосування другого закону термодинаміки обґрунтовували та

розвивали ідеї Л. Больцмана. На основі кінетичного закону розподілу енергії, створив (1905–1906) теорію броунівського руху, яка доказала справедливість кінетичної теорії теплоти й сприяла її остаточному утвердженню.

Установив (1904) закони флуктуації рівноважних станів у молекулярних системах, які використав для обґрунтування больцманівської ідеї про обмеженість класичного трактування Р. Клаузіусом другого закону термодинаміки, що приводило до «теплової смерті» Всесвіту. Його теорія термодинамічних флуктуацій дала можливість визначити час, через який настає новий аномальний стан системи, і завдала серйозного удару гіпотезі «теплової смерті». Дослідження належали також до аеродинаміки й фізики колоїдів.

Польське фізичне товариство заснувало Медаль ім. М. Смолюховського.

СТОКС Джордж Габріель (1819–1903) – англійський фізик і математик, член Лондонського королівського товариства (1851), секретар у 1854–1885 роках, президент – 1885–1890 роки. Народився в Скріні (Ірландія). Закінчив Кембріджський університет (1841), з 1849-го – професор цього університету.

Роботи належать до гідродинаміки, оптики, спектроскопії, математичної фізики. Розробив (1845) теорію в'язкості рідин, математичну теорію руху в'язкої рідини (рівняння Нав'є–Стокса). Вивів 1851 року формулу, яка визначає силу опору, що діє на тверду кулю при її повільному рівномірному поступальному русі у в'язкій рідині (закон Стокса), заклавши тим самим основи наукової гідродинаміки. У галузі оптики досліджував аберацію світла, кільця Ньютона, інтерференцію й поляризацію світла, спектри, люмінесценцію. У 1845–1846 роках побудував теорію аберації на основі гіпотези про повне захоплення ефіру Землею, яка рухається. 1852 року установив, що довжина хвилі фотолюмінесценції більша від довжини хвилі збуджуючого світла (правило Стокса). Вивчав варіації гравітації. Дав перше теоретичне уявлення про походження рентгенівських променів.

Член Паризької АН. Нагороджений медалями Коплі (1851; 1903), Б. Румфорда (1852).

ТОМСОН (Кельвін) Вільям (1824–1907) – англійський фізик, один з основоположників термодинаміки, член Лондонського королівського товариства (1851), президент у 1890–1895 рр. 1892 року одержав титул лорда Кельвіна. Народився в Белфасті. Закінчив

Кембріджський університет (1845). У 1846–1899 роках – професор університету в Глазго (у 1846-му організував одну з перших фізичних лабораторій); з 1904 р. – президент.

Роботи вченого стосуються термодинаміки, гідродинаміки, електромагнетизму, пружності, теплоти, математики, техніки. 1851 року сформулював (незалежно від Р. Клаузіуса) другий закон термодинаміки: «у природі неможливий процес, єдиним результатом якого була б механічна робота, виконана за рахунок охолодження теплового резервуара». Відповідно цьому формулюванню другого закону термодинаміки (за Томсоном) було доведено неможливість вічного двигуна другого роду. Однак на основі відкритого закону термодинаміки й застосування його до Всесвіту як до єдиного цілого прийшов (1852) до помилкового висновку про неминучість «теплової смерті Всесвіту» (гіпотеза теплової смерті Всесвіту). Неправомірність такого підходу та помилковість гіпотези доказав Л. Больцман.

Широко застосовував термодинамічний метод для пояснення різних фізичних явищ. Увів 1848 року поняття абсолютної температури й абсолютну шкалу температури, названу його ім'ям (шкала Кельвіна). Показав, як температура кипіння рідини залежно від тиску пов'язана з теплотою паротворення, об'ємом рідини й пари, яка утворилася з неї; установив 1870 року, що пружність насиченої пари залежить від форми поверхні рідини. Разом із Дж. Джоулем установив у 1853–1854 роках зміну температури газу при його повільному стаціонарному адіабатичному протіканні крізь пористу перегородку (ефект Джоуля –Томсона). Використання цього ефекту є одним з основних методів одержання низьких температур.

Відкрив 1856 року третій термодинамічний ефект (ефект Томсона): якщо уздовж провідника, по якому тече електричний струм, існує перепад температур, то, крім джоулевої теплоти, в об'ємі провідника, залежно від напрямку струму, виділяється чи поглинається ще деяка кількість теплоти (теплота Томсона). Побудував термодинамічну теорію термоелектричних явищ.

Плідно працював у галузі вивчення електричних і магнітних явищ, зокрема вивчав магнітні властивості кристалів. Відкрив 1851 року зміну питомої електропровідності феромагнетиків при їхньому намагнічуванні (ефект Томсона). Сконструював низку високочутливих електрометрів і гальванометрів, універсальний компас й інші прилади. Провів розрахунок електричних коливань у контурі, вивівши 1853 року формулу залежності періоду власних коливань у

контурі від його ємності й індуктивності (формула Томсона). Установив (1856) зміну опору металів у магнітному полі, яке перпендикулярне струму. Теоретичні дослідження Томсона з електромагнетизму й низка його технічних винаходів значно сприяли практичному здійсненню телеграфного зв'язку, зокрема по трансатлантичному кабелі, у прокладанні якого він брав активну участь.

Відомі дослідження вченого в галузі теплопровідності, які він намагався використовувати для розрахунку віку Землі, вивчав проблему обертання Землі навколо осі, прийшов до висновку, що морські припливи й відливи впливають на це обертання. Висунув (1902) гіпотезу про будову атомів, здійснив обчислення розмірів молекул тощо.

Член багатьох академій наук і наукових товариств.

ТОРРІЧЕЛЛІ Еванджеліста (1608–1647) – італійський фізик і математик.

Народився у Фаєнці. Навчався в Римі в Б. Кастеллі, товариша й учня Г. Галілея. 1641 року переїхав в Арчетрі, де допомагав Галілею. 1642 року став придворним математиком герцога Тосканського та професором математики й фізики Флорентійського університету.

Основні фізичні роботи вченого у галузі пневматики й механіки. 1643 року відкрив атмосферний тиск, зробивши удар сформованій думці про те, що «природа боїться порожнечі» (дослід Торрічеллі). Винайшов ртутний барометр (1644). Важливим став і сам факт «одержання» порожнечі, чи вакууму, тому що після Торрічеллі «порожнеча» стала об'єктом досліджень, що, зрештою, привело до її практичного використання, зокрема в повітряному насосі. Удосконалив повітряний термоскоп Галілея, переробивши його в спиртовий термометр. Перший пояснив вітер варіаціями атмосферного тиску.

У трактаті «Про рух вільно падаючих і кинутих важких тіл» (1641) доказав постулат про рівність швидкостей важких тіл, які падають по похилих площинах однакової висоти (не знаючи, що це вже зробив Галілей), установив параболічний характер траєкторії руху тіл, кинутих під довільним кутом до горизонту, інші добре відомі тепер теореми балістики. Сформулював (1641) закон витікання рідини з отворів посудини й вивів формулу для визначення швидкості витікання (формула Торрічеллі). Досяг досконалості в конструюванні мікроскопів і шліфуванні лінз телескопів.

ФАРЕНГЕЙТ Даніель Габріель (1686–1736) – німецький фізик. Народився в Данцизі (нині – Гданськ). З 1707 року подорожував Німеччиною, здобув професію виготовлювача різних інструментів. У

1717 році переїхав в Амстердам, де утвердився як майстер із виготовлення інструментів і приладів. Велику частину свого життя прожив у Голландії.

Зустрічався та листувався з провідними ученими того часу, зокрема з П. Мушенбруком, В. Гравезандом. Організував механічну майстерню, у якій виготовляв термометри, барометри, ареометри, інші фізичні й астрономічні інструменти. 1709 року виготовив спиртовий термометр, 1714-го – ртутний. Запропонував (1710-й чи 1714 р.) температурну шкалу (шкалу Фаренгейта), у якій температурний інтервал між точками танення льоду й кипіння води був розділений на 180 частин (градусів), а точці танення льоду відповідало значення $32^{\circ}F$, точці кипіння води – $212^{\circ}F$. Термометри Фаренгейта були першими практично придатними термометрами.

Досліджував явище переохолодження води (1721) і залежність температури кипіння рідини від тиску та вмісту розчинених у ній солей. Сконструйований термометр дав можливість за даними точки кипіння знаходити тиск. Визначав температуру суміші гарячої та холодної води. Удосконалив ваговий ареометр, склав таблиці густин тіл (1724).

Член Лондонського Королівського товариства (1724).

ЦЕЛЬСІЙ Андерс (1701–1744) – шведський астроном і фізик, член Шведської АН.

Народився в Упсалі. Навчався в університеті в Упсалі, з 1730 року – професор цього навчального закладу, одночасно з 1740-го – директор Упсальської астрономічної обсерваторії.

Роботи вченого належать до астрономії, геофізики, фізики. 1742 року запропонував стоградусну шкалу термометра, у якій за нуль градусів прийняв температуру кипіння води за нормального атмосферного тиску, а за сто градусів – температуру танення льоду. Сучасна шкала Цельсія введена трохи пізніше.

Член Лондонського королівського товариства і Берлінської АН.

ШАРЛЬ Жак Олександр Цезар (1746–1823) – французький фізик, член Паризької АН (1803), у 1816 році – президент.

Народився в Божансі. Навчався самостійно. Професор експериментальної фізики в Консерваторії мистецтв і ремесел у Парижі. Досліджував розширення газів, установив (1787) закон зміни тиску даної маси ідеального газу зі зміною температури при постійному об'ємі (закон Шарля). Відразу ж після братів Ж. і Е. Монгольф'є побудував повітряну кулю з прогумованої тканини й перший використовував

для її наповнення водень. 1783 року здійснив політ на цій кулі. Винайшов низку приладів. Перший здійснив спробу одержання фотографічних зображень.

ШТЕРН Отто (1888–1969) – німецький фізик-експериментатор.

Народився в Зорау. Закінчив Бреславльський університет (1912). У 1913–1914 роках працював у Цюрихському політехнікумі; у 1914–1921 роках – у Франкфуртському університеті. У 1921–1922 роках – професор Ростокського університету; 1923–1933 роках – Гамбурзького університету. У 1933–1945 роках – професор Технологічного інституту Карнегі в Пітсбурзі; з 1946-го – у Берклі (США).

Проводив дослідження в галузі молекулярної фізики, атомної і ядерної фізики, квантової теорії. Розробив метод атомних (молекулярних) пучків і 1920 року з його допомогою експериментально виміряв швидкості теплового руху молекул газу (дослід Штерна). 1922 року разом із В. Герлахом доказав наявність магнітного моменту атома, інакше кажучи, експериментально підтвердив просторове квантування (дослід Штерна–Герлаха). 1929 року разом з І. Естерманом уперше показав, що дифракція властива й атомним пучкам (продемонстрував також хвильові властивості протонів); 1933 року разом з О. Фрішем уперше виміряв магнітний момент протона у водневій молекулі, з Естерманом – магнітний момент дейтона. За внесок у розвиток молекулярно-променевого методу й відкриття магнітного моменту протона одержав Нобелівську премію (1943).

Член Національної АН США (1945).

РОЗДІЛ III ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Лабораторна робота № 1

Вимірювання температури та перевірка термометрів

Мета роботи: ознайомитися з поняттям *температура*, вивчити будову, принцип дії та види термометрів.

Прилади й матеріали: прилад для визначення точки плавлення льоду; еталонний термометр; досліджуваний термометр; дистильована вода; електроплитка; штатив із затискачами; калориметр із мішалкою; барометр.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте таку літературу [1, § 112], [2, § 13.4, § 14.5], [4, Р.1 § 15], [6, Р.6 § 15] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Перевірте “нульову” точку термометра.
3. Перевірте проміжні точки та точку кипіння води.
4. Побудуйте графік залежності поправок показів термометра від величини значень вимірюваної температури.
5. Побудуйте графік константи охолодження термометра.

Увага! Виконуючи роботу, будьте особливо обережні під час використання ртутних термометрів.

Теоретичні відомості й опис приладів

Вимірювання температури та її контроль – одна з найбільш поширених в науці й техніці вимірювальних операцій. Оскільки фізичні величини залежать від температури, то термометрія може ґрунтуватися на вимірюванні довільного параметра раціональновибраного термометричного тіла. Звичайно вибраний параметр має бути однозначною, неперервною та монотонною функцією температури (для точних інтерполяції та екстраполяції температурної шкали вкрай бажано мати лінійну залежність між значенням вимірюваного параметра й температурою). Певною мірою цим вимогам задовольняють тиск і об’єм газів, об’єм рідин, електричний опір провідників і напівпровідників, термоелектрорушійна сила деяких термопар.

Рідинні термометри – перші, які набули масового застосування (використання їх не потребує допоміжних приладів та джерел енергії). Із загальної кількості термометричних приладів близько половини припадає на скляно-рідинні. Серед рідинних термометрів розрізняють *ртутні та термометри з нертутним заповненням* (спиртові, толуолові, ксилолові й ін.; використовуються для вимірювання температур до $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$), *гелієві* (для вимірювання температур до $120\text{ }^{\circ}\text{C}$) тощо. Значного поширення набули ртутні термометри. Ртуть як термометричну речовину можна добути в дуже чистому вигляді (марка ртуті Р1 містить не менш як 99,999 % ртуті, марка Р2 – 99,990 % ртуті), вона не змочує скла, її теплопровідність значно вища, ніж теплопровідність інших рідин. Ртутні термометри мають широкий інтервал вимірювання: від $-38,9$ до $357\text{ }^{\circ}\text{C}$. Для підвищення верхньої межі простір капіляра над ртуттю заповнюють інертним відносно неї азотом під певним тиском. Простота будови та використання роблять ртутні термометри вигіднішими, ніж інші типи термометрів. Ртутні термометри виготовляють із вкладеною шкалою (наноситься на пластинку з молочного скла або металу, пофарбованого білим кольором) і стержньові (шкалу нанесено на масивній капілярній трубці). Ртутні термометри характеризуються чутливістю, ціною поділки й точністю.

Чутливість термометра показує, наскільки змінюється положення стовпчика ртуті при нагріванні на 1 K ($1\text{ }^{\circ}\text{C}$). Вона визначається діаметром капіляра (для термометрів високої чутливості виготовляють капіляри діаметром кілька сотих мм) й об'ємом посудини з ртуттю (останній не перевищує 1 см^3).

Точність термометра залежить від ціни його поділки. Ціна поділки стандартних термометрів вибирається не менш як $0,01\text{ }^{\circ}\text{C}$ (у метастатичному термометрі Бекмана ціна поділки становить $0,005\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Ртутні термометри, як і інші, відзначаються інерційністю, вони не відразу реєструють температуру середовища T_c (якщо $T_c = const$, уся ртуть у резервуарі термометра лише через деякий час матиме температуру T_c ; якщо $T_c = var$, то покази термометра запізнюються: при зростанні температури вони менші, а при зниженні – вищі).

На основі закону Ньютона: $dT = k \cdot (\theta - T) dt$ (тут θ і T – температури відповідно середовища і термометра; k – константа охолодження термометра; t – інтервал часу, через який температура термометра дорівнюватиме температурі середовища). Інтервал часу t обчислюють за формулою:

$$t = k \cdot \ln \frac{T_0 - T}{T_t - T},$$

де T_0 – початкова температура термометра; T_t – його температура в розглядуваний момент; T – температура середовища.

Для визначення k термометр нагрівають на 10–15 °С вище від температури термостата, куди цей термометр занурюють. Через рівні проміжки часу, які фіксуються секундоміром, реєструють покази термометра T_t . Далі будують на напівлогарифмічному папері графік, відкладаючи вздовж осі ординат $\ln (T_t - T)$, а вздовж осі абсцис – t , с.

Графік повинен мати вигляд, як це показано на рис. 1.1.

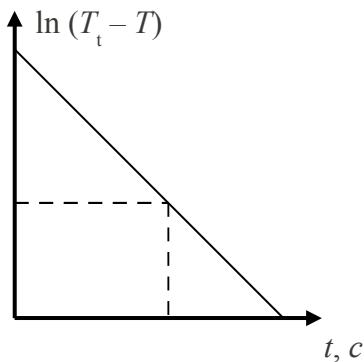


Рис. 1.1. Залежність $\ln (T_t - T)$ від часу

Значення k визначають із графіка: $k = ctg \alpha$, де α – кут нахилу прямої до осі t .

Під час вимірювання температури середовища не завжди вдається розмістити в ньому весь термометр (здебільшого розміщується тільки об'єм з ртуттю та деяка частина стовпчика ртуті в капілярі; виступаючий стовпчик має іншу температуру). Це може призвести до значних помилок у вимірюванні, тому потрібно внести поправку на виступаючий стовпчик:

$$\Delta = \alpha \cdot n (T_2 - T_1),$$

де α – термічний коефіцієнт розширення скла; n – число градусів виступаючого стовпчика; T_2 – температура за термометром; T_1 – середня температура виступаючого стовпчика.

Під час точних вимірювань температури слід вносити також поправки на калібр (урахування різниць перерізів капіляра на окремих ділянках), зовнішній тиск, на внутрішній (гідростатичний) тиск (тиск плюс тиск парів ртуті при вимірюванні високих температур).

До значних похибок може призвести так званий «мертвий хід» термометра. У вузьких капілярах проявляється вплив тертя ртуті об стінки капіляра (термометр дає занижені покази, коли ртуть рухається вгору й навпаки). Щоб уникнути цього, рекомендується перед зніманням показів злегка вдаряти по термометру. Отже, вимірювання температури потребує не тільки дотримання низки правил, але й систематичної перевірки приладу.

Цього досягають на основі методу сталих точок. Сталими точками є температура рівноваги між рідиною та її паром (точка кипіння води $100\text{ }^{\circ}\text{C}$), потрійна точка води ($+0,01^{\circ}\text{C}$) й інші (ГОСТ 13417-76).

Щоб перевірити $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, установлюють термометр у посудину Дьюара місткістю 1–2 л, наповнену сумішшю товченого льоду, приготовленого з дистильованої води, і дистильованої води настільки, щоб резервуар та стовпчик ртуті були вкриті цією сумішшю. Через деякий час (5–10 хв) знімають покази термометра.

Проміжні точки до $90\text{ }^{\circ}\text{C}$ можна перевірити, порівнюючи покази досліджуваного термометра зі контрольним термометром. Для цього обидва термометри підвішують на однаковій висоті й занурюють у водяний термостат, який міститься на нагрівачі. Покази з них знімають через кожні $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ зміни температури. Точку кипіння води перевіряють на спеціальному приладі (рис. 1.2). Резервуар із ртуттю термометра вміщують не у воду, а в пар. Для підтримання пари при атмосферному тиску вона має вільний вихід по трубці 1 через отвір 2; 3 – нагрівач. Температуру кипіння води при розглядуваному тиску встановлюють із таблиць,

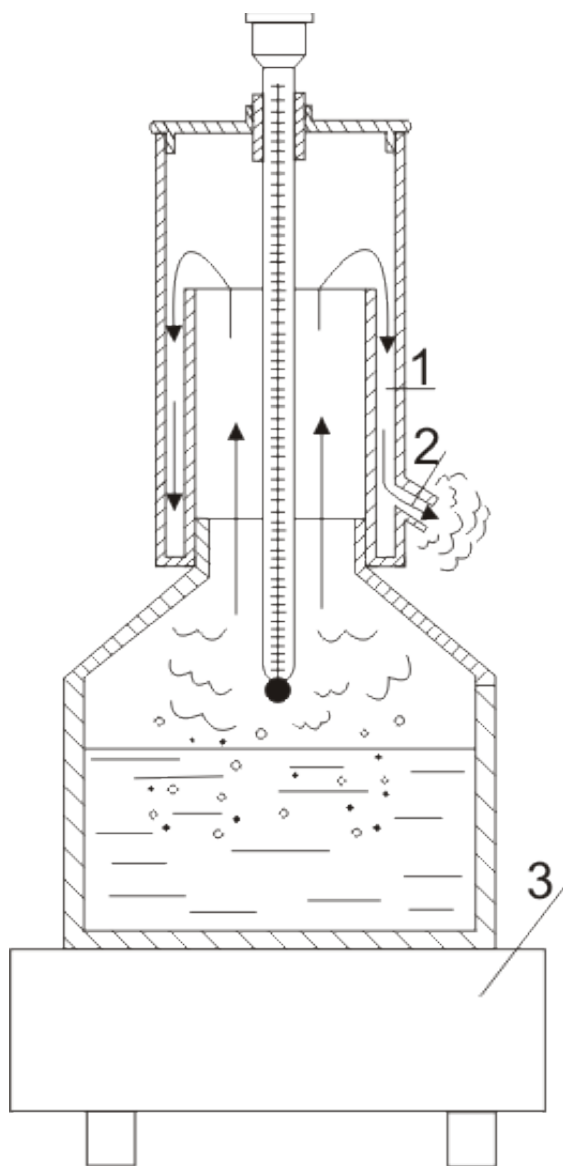


Рис. 1.2. Прилад для перевірки точки кипіння води: 1 – трубка для регулювання атмосферного тиску; 2 – отвір виходу пари; 3 – нагрівач

атмосферний тиск визначають барометром.

Порядок виконання роботи

1. Підготувати посудину із сумішшю товченого льоду й дистильованої води. Перевірити нульову точку термометра.

2. Перевірити проміжні точки термометра, знімаючи покази через $5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Графічно подати залежність різниці показів контрольного й

досліджуваного термометрів, відкладаючи по осі абсцис покази досліджуваного термометра.

3. Визначити константу охолодження термометра. Обчислити час установлення показів термометра для трьох температур середовища.

Контрольні запитання

1. Які є прилади для вимірювання температури?
2. Яка конструктивна будова кожного термометра?
3. Чи користуються ртутними термометрами на полярних станціях Антарктиди?
4. Яка будова та принцип дії термопарного термометра?
5. Як виміряти температуру розплавленого заліза?
6. Що називають реперними точками?
7. Назвіть температурні шкали. Яке співвідношення температури в цих шкалах із температурою у МПТШ – 68?
8. Температура повітря підвищилася на $17\text{ }^{\circ}\text{C}$. Чому дорівнює зміна температури в кельвінах?

Лабораторна робота № 2

Визначення маси молекули ефіру

Мета роботи: обчислити масу молекули ефіру.

Прилади й матеріали: скляний балон (10–20 л) із корком; медичний шприц; термометр; U – подібний водяний манометр; ефір.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте це питання за [2, § 14.11] і теоретичні відомості цього посібника.
2. Знайдіть масу молекули ефіру.

Теоретичні відомості й опис приладів

У цій роботі знаходять масу молекули ефіру за допомогою спеціальної установки.

Велику скляну посудину (об'ємом 10–15 л) закривають корком через який пропущені дві скляні трубочки. На одну з них надягають гумову трубку, з'єднану з манометром. Через другу вводять деяку кількість рідкого ефіру ($2\text{--}3\text{ см}^3$), який швидко випаровується, утворюючи насичену пару. У цьому випадку до газоподібного ефіру можна застосувати закони ідеального газу.

Якщо об'єм балона V , а маса ефіру m , то густина газоподібного ефіру:

$$\rho_{ze} = \frac{m}{V} . \quad (1)$$

З іншого боку, густину газу можна знайти, знаючи масу однієї молекули m_0 і кількість молекул в одиниці об'єму n_0 , тобто

$$\rho_{ze} = m_0 n_0 . \quad (2)$$

Прирівнюючи праві частини рівнянь (1) і (2), одержуємо формулу для знаходження маси молекули ефіру:

$$m_0 = \frac{m}{V n_0} . \quad (3)$$

Концентрацію молекул n_0 визначають, використовуючи основне рівняння кінетичної теорії газів ($p = n_0 k T$), з якого випливає:

$$n_0 = \frac{p}{k T} , \quad (4)$$

де p – парціальний тиск газоподібного ефіру; k – стала Больцмана; T – абсолютна температура.

Оскільки парціальний тиск ефіру врівноважується тиском стовпа рідини висотою h у манометричній трубці, то $p = \rho g h$, де ρ – густина рідини, отож формулу (4) можна записати так:

$$n_0 = \frac{\rho g h}{k T} . \quad (5)$$

Виразивши масу пари ефіру через густину рідкого ефіру ρ_e й об'єм V_e уведеного в посудину рідкого ефіру, та врахувавши (5), з формули (3) визначають масу однієї молекули:

$$m_0 = \frac{\rho_e V_e k T}{V \rho g h} . \quad (6)$$

Обчислити масу молекули ефіру m_0 при різних V_e .

Числові значення величин $\rho_e = 714 \text{ кг/м}^3$, k , ρ , g беруть із таблиць.

Відносну похибку знаходять методом логарифмування та диференціювання виразу (6). Одержимо:

$$\frac{\Delta m_0}{m_0} = \frac{\Delta V_e}{V_e} + \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta h}{h} . \quad (7)$$

Абсолютними похибками значень табличних величин у порівнянні з похибками вимірюваних величин нехтуємо.

Результати роботи заносимо в таблицю:

V_e (м^3)	V (м^3)	h (м)	m_0 (кг)	Δm_0

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке молярна маса?
2. Який фізичний зміст сталої Больцмана?
3. Що таке число Лошмідта? Чому воно дорівнює?

4. Наведіть основні закономірності кінетичної теорії газу.
5. Охарактеризуйте температуру як енергетичний параметр стану газу?
6. Який тиск називають парціальним?
7. Які одиниці тиску вам відомі та які співвідношення між ними?
8. Визначити об'єм, який займає молекула води.

Лабораторна робота № 3

Визначення універсальної газової сталої методом відкачування

Мета роботи – визначити числове значення універсальної газової сталої.

Прилади й матеріали: установка для визначення універсальної газової сталої; аналітичні терези.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 87], [2, § 14.6], [6, Р.1 § 3] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Визначте числове значення універсальної газової сталої.

Теоретичні відомості й опис приладів

Фізичний зміст універсальної газової сталої

При ізохорному ($V - const$) нагріванні одного моля газу вся надана йому теплота витрачається на збільшення внутрішньої енергії ΔU .
 $\Delta Q = \Delta U$.

Молярна теплоємність газу при сталому об'ємі:

$$C_{\mu V} = \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{\Delta U}{\Delta T}, \quad (1)$$

де ΔT – збільшення температури газу при нагріванні.

При ізобарному ($p - const$) нагріванні одного моля газу теплота ΔQ витрачається на збільшення внутрішньої енергії ΔU і на роботу розширення газу ΔA , тобто $\Delta Q = \Delta U + \Delta A$.

Молярна теплоємність газу при сталому тиску

$$C_{\mu p} = \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{\Delta U}{\Delta T} + \frac{\Delta A}{\Delta T} = C_{\mu V} + \frac{\Delta A}{\Delta T}, \quad (2)$$

де ΔA – робота розширення газу –

$$\Delta A = p\Delta V. \quad (3)$$

Початковий стан 1 моля газу описується рівнянням Менделєєва-Клапейрона:

$$pV = RT. \quad (4)$$

Після нагрівання на ΔT при сталому тиску p об'єм газу збільшиться на ΔV і рівняння стану набере вигляду:

$$p(V + \Delta V) = R(T + \Delta T). \quad (5)$$

Ураховуючи (3) і (4), з (5) отримаємо $p\Delta V = R\Delta T$, тобто $\Delta A = R\Delta T$; звідки

$$R = \frac{\Delta A}{\Delta T}. \quad (6)$$

Універсальна газова стала R чисельно дорівнює роботі розширення одного моля газу при нагріванні його на 1 К при сталому тиску.

У цій роботі універсальну газову сталу визначаємо методом відкачування. Установка (рис. 3.1) складається з балона B , із якого відкачують газ, насоса H та манометра M , який показує тиск газу в балоні після відкачування. Ці блоки з'єднані між собою гумовими трубками. До установки додаються терези для зважування балона з газом при атмосферному тиску та після відкачування. Рівняння Менделєєва-Клапейрона для об'єму V , при кімнатній температурі T , атмосферному тиску p_1 , для маси повітря M_1 в балоні B записується так:

$$p_1 V = \frac{M_1}{\mu} RT, \quad (7)$$

де $M_1 = m_1 - m_0$; m_0 – маса самого балона A ; m_1 – сумарна маса балона B й повітря в ньому при тиску p_1 . Якщо відкачати насосом H повітря з балона B до тиску p_2 (при тій же температурі), то рівняння (7) записується так:

$$p_2 V = \frac{M_2}{\mu} RT, \quad (8)$$

де $M_2 = m_2 - m_0$; m_2 – сумарна маса балона B й повітря в ньому при тиску p_2 (після відкачування).

Із рівнянь (7) і (8) знаходимо універсальну газову сталу:

$$R = \frac{\mu(p_1 - p_2)V}{(m_1 - m_2)(273 + t)}. \quad (9)$$

Якщо в початковому стані повітря перебуває при атмосферному тиску то манометр має нульові покази. Під час відкачування він по-

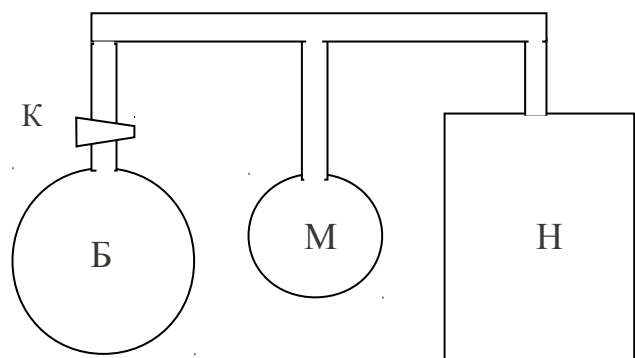


Рис. 3.1. Установка для визначення універсальної газової сталої методом відкачування

казує зміну тиску ($p_1 - p_2$), яку й потрібно підставляти у співвідношення (9).

Відносна похибка вимірювання може бути знайдена з формули (9) методом логарифмування та диференціювання:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \mu}{\mu} + \frac{\Delta(p_1 - p_2)}{p_1 - p_2} + \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta m_1 + \Delta m_2}{m_1 - m_2} + \frac{\Delta t}{273 + t} \quad (10)$$

Порядок виконання роботи

1. На аналітичних терезах зважують балон B .
2. За допомогою гумової трубки з'єднують балон B (з краном K) із манометром і насосом.
3. Насосом H відкачують повітря з балона B .
4. Закривають кран K , від'єднують балон B і на терезах знаходять сумарну масу m_2 балона й повітря в ньому (після відкачування).
5. Вимірювання проводять не менше трьох разів при різних (як можна більших) значеннях зміни тиску.
6. За формулою (9) обчислюють шукану величину R , а за формулою (10) знаходять відносну похибку. Після цього обчислюють абсолютну похибку результату.

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке молярна маса?
2. Обчисліть молярну масу повітря.
3. У яких одиницях вимірюють тиск та які співвідношення між цими одиницями?
4. Яким вимогам має відповідати модель ідеального газу?
5. Який фізичний зміст універсальної газової сталої?
6. У чому полягає відмінність між рівняннями Клапейрона та Менделєєва-Клапейрона?
7. Обчисліть густину повітря за нормальних умов.
8. Закрита посудина повністю заповнена водою при 27°C . Яким би був тиск у посудині, якби сили взаємодії між молекулами води зникли?

Лабораторна робота № 4*

Визначення молярної маси й густини газу методом відкачування

Мета роботи: ознайомитись з одним із методів визначення молярної маси й густини газу.

Прилади й матеріали: ваги; вакуумметр; вимірювальний блок; колба.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 87], [2, § 14.6], [6, Р.1 § 3] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Визначте числове значення молярної маси й густини газу.

Теоретичні відомості

Молярною масою зветься маса одного моля речовини. У СІ ця величина вимірюється в кілограмах на моль. Моль – кількість речовини, яка містить стільки ж структурних елементів (молекул, атомів і т. д.), скільки атомів міститься в ізотопі вуглецю $^{12}_6\text{C}$ масою 0,012 кг. Молярну масу газу можна визначити з рівняння газового стану.

При не дуже високих тисках, але досить високих температурах реальний газ можна вважати ідеальним. Стан такого газу описується рівнянням Менделєєва-Клапейрна:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (1)$$

де P – тиск газу; V – об'єм газу; m – маса газу; μ – молярна маса газу; $R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$ – універсальна газова стала; T – абсолютна температура газу.

З рівняння (1) можна одержати формулу для молярної маси газу:

$$\mu = \frac{mRT}{PV}. \quad (2)$$

Якщо вимірювання тиску P , об'єму V , температури T газу, тобто параметрів газу, які входять до формули (2), не викликає особливих труднощів, то визначення маси газу виконати практично неможливо, тому що газ можна зважити тільки разом із колбою, у якій він міститься. Існує інший спосіб визначення μ , який дає можливість виключити невідоме значення маси колби m_0 . Це можна зробити, розглянувши рівняння стану двох мас m_1 і m_2 того самого газу при незмінних температур T й об'єму V .

Нехай у колбі об'ємом V міститься газ масою m_1 під тиском P_1 і за температури T . Рівняння стану (1) для цього газу має вигляд:

$$P_1 V = \frac{m_1}{\mu} RT. \quad (3)$$

Відкачуємо частину газу з колби, не змінюючи його температури. Після відкачування маса газу, який залишився в колбі, та його тиск

зменшується. Позначимо їх, відповідно, m_2 і P_2 і знову запишемо рівняння стану

$$P_2 V = \frac{m_2}{\mu} RT. \quad (4)$$

З рівнянь (3) та (4) дістанемо:

$$\mu = \frac{m_1 - m_2}{P_1 - P_2} \frac{RT}{V}. \quad (5)$$

Одержана формула (5) дає можливість визначити μ , якщо відома зміна маси газу (але не сама маса), а також зміна тиску, температура й об'єм газу.

У цій роботі досліджуваним газом є повітря (суміш азоту, кисню, аргону й інших газів).

Формула (5) придатна і для визначення μ суміші газів. Знайдене в цьому випадку значення μ становить середню або ефективну молярну масу суміші газів. Молярна маса суміші газів може бути обчислена також теоретично за формулою (6), якщо відомий процентний вміст та молярна маса кожного з газів, який уходить до складу суміші:

$$\mu_c = \frac{1}{\frac{m_1}{m} \frac{1}{\mu_1} + \frac{m_2}{m} \frac{1}{\mu_2} + \dots + \frac{m_n}{m} \frac{1}{\mu_n}}, \quad (6)$$

де $\frac{m_1}{m}$, $\frac{m_2}{m}$, ..., $\frac{m_n}{m}$ – відомий вміст кожного газу; μ_1 , μ_2 , ..., μ_n – молярні маси газів.

Якщо відома молярна маса газу, то можна легко визначити ще одну важливу характеристику газу – його густину ρ . Густина газу – це маса одиниці об'єму газу:

$$\rho = \frac{m}{V}. \quad (7)$$

Виразивши $\frac{m}{V}$ із рівняння Менделєєва-Клапейрона, дістанемо:

$$\rho = \frac{P\mu}{RT}. \quad (8)$$

Густину суміші газів можна обчислити за формулою (8), розуміючи під μ ефективну молярну масу суміші.

Експериментальна установка

Для визначення молярної маси повітря призначена експериментальна установка ФПТ 1-12, загальний вигляд якої зображено на рис. 4.1.

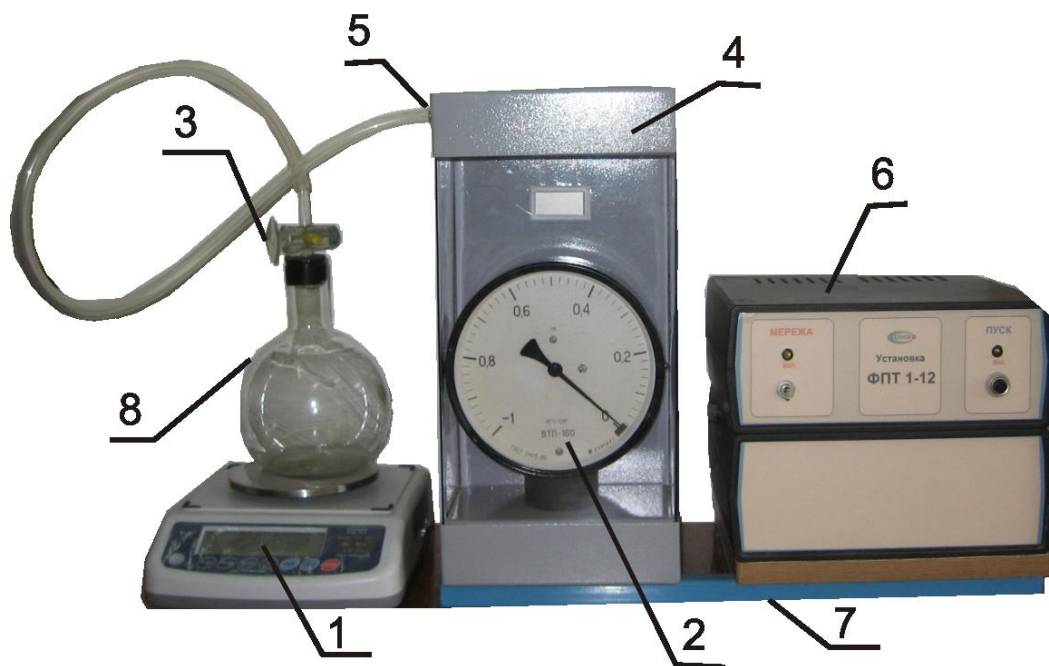


Рис. 4.1. Загальний вигляд експериментальної установки ФПТ 1-12:

1 – ваги; 2 – вакуумметр; 3 – вакуумний кран; 4 – вимірювальний блок;

5 – штуцер; 6 – компресор; 7 – стояк; 8 – колба

Робочий елемент установки – це скляна колба 8, з'єднана зі стрілочним вакуумметром 2, покази якого P відповідають різниці атмосферного тиску в лабораторії P_0 і тиску газу в колбі P_K . Колба має відросток із краном, який за допомогою гумової трубки з'єднується з вхідним патрубком компресора 6, розміщеного на стояку 7. Колбу встановлено на електронних вагах 1. Значення об'єму V колби вказано в паспорті.

Порядок виконання роботи

1. Подати напругу живлення на електронні ваги, ввімкнувши установку тумблером „Мережа”.

2. За допомогою електронних ваг визначити масу колби з повітрям ($m_0 + m_1$) при тиску P_1 .

3. Увімкнувши компресор тумблером „Пуск” і відкривши кран, відкачати повітря з колби до тиску P_2 , після чого, заклавши кран і вимкнувши компресор, визначити за допомогою ваг масу колби з повітрям ($m_0 + m_2$) за тиску P_2 . Одержані результати записати до табл. 1.

Таблиця 1

№ вим.	$m_0 + m_1$, кг	$m_0 + m_2$, кг	$m_1 - m_2$, кг	P_1 , Па	P_2 , Па	$P_1 - P_2$, Па	T , К	μ , кг/моль	ρ , кг/м ³

4. Повторити виміри пп. 2–3 не менш як три рази.

5. Виміряти температуру повітря в лабораторії.
6. Вимкнути установку тумблером „Мережа”.

Обробка результатів вимірювань

1. Для кожного виміру визначити масу відкачаного повітря ($m_1 - m_2$) та різницю тисків ($P_1 - P_2$).
2. За формулою (5) обчислити для кожного виміру значення молярної маси повітря μ . Знайти середнє значення $\bar{\mu}$.
3. За формулою (8) обчислити для кожного виміру густину повітря, використовуючи знайдене значення молярної маси μ .
4. Оцінити похибку результатів вимірювання.

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке молярна маса речовини і в яких одиницях вона вимірюється?
2. Запишіть і поясніть рівняння Менделєєва-Клапейрона. У яких випадках його можна використовувати для практичних обчислень?
3. Як теоретично обчислити молярну масу суміші газів?
4. Що таке густина газу і як її можна визначити експериментально?
5. Виведіть обчислювальну формулу для визначення молярної маси, яка використовується в цій роботі.
6. Чому молярну масу газу не можна визначити безпосередньо, використовуючи рівняння Менделєєва-Клапейрона?
7. У чому полягає метод відкачування для визначення молярної маси газу?
8. Основні джерела похибок цього методу вимірювання.

Лабораторна робота № 5

Визначення середнього термічного коефіцієнта тиску газів та вимірювання температури газовим термометром

Мета роботи: виміряти температуру газовим термометром; визначити середній термічний коефіцієнт тиску газів.

Прилади й матеріали: газовий термометр; кип'ятильник із нагрівником; посудина для льоду; мішалка; термометр; барометр.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1], [2], [4], [6] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Визначте термічний коефіцієнт тиску для повітря.

Теоретичні відомості й опис приладів

Температуру T , виміряну довільним термометром, називають *емпіричною*, а відповідну шкалу температур – *емпіричною температурною шкалою*. В основу вимірювання температури можна покласти довільні термічні властивості тіл. Залежно від вибору термометричної речовини й термометричного параметра можна здійснити багато емпіричних температурних шкал, які збігатимуться лише в основних реперних точках, прийнятих при побудові температурної шкали. Це означає, що під час вимірювання фіксованої температури різні термометри дадуть неоднакові покази. Тому виникла потреба створити універсальну температурну шкалу, яка б незалежала від особливостей термометричної речовини.

Для вирішення цієї проблеми використано властивості ідеальної теплової машини Карно, коефіцієнт корисної дії якої визначається лише температурами нагрівника й холодильника. ККД такої машини Карно можна подати як функцію лише одного аргументу (температури). Ця температура називається термодинамічною. Кельвін запропонував термодинамічну шкалу температур, яка досить близька до прийнятої тоді умовної шкали водневого газового термометра. Звичайно, ідеальний цикл Карно є суто теоретичною схемою і практично нездійснений. Через це для відтворення термодинамічної шкали потрібно використати відповідні зручні фізичні закони, в яких термодинамічна температура T пов'язана з іншими фізичними величинами, які можна безпосередньо виміряти. Найчастіше використовують рівняння Менделєєва-Клапейрона $PV = \frac{m}{\mu}RT$, де R – універсальна газова стала. Теоретично доказано, що температура T в цьому рівнянні тотожна термодинамічній температурі, виведеній із циклу Карно. Прилади, принцип дії яких ґрунтується на рівнянні Менделєєва-Клапейрона, називають *газовими термометрами*. Вони є основними для реалізації термодинамічної температурної шкали.

Газовий термометр може бути реалізований двома способами: на основі закону Гей-Люссака ($p = const$, індикатором температури є об'єм V) і на основі закону Шарля ($V = const$, індикатором температури є тиск p). Відповідно до цього використовують газові термометри

сталого тиску або газів термометри сталого об'єму. Термометричною речовиною в газових термометрах для вимірювання низьких температур є водень і кисень, а для високих температур – азот. Верхня температурна межа застосування газових термометрів дорівнює приблизно $1100\text{ }^{\circ}\text{C}$, нижня близька до точки кипіння гелію ($4,2\text{ K}$). За газовим термометром перевіряють ртутні термометри. Газові термометри сталого об'єму завдяки практичним зручностям застосовують частіше.

Закон Шарля для двох станів певної маси газу можна записати так:

$$\frac{p_1}{1+\alpha_V t_1} = \frac{p_2}{1+\alpha_V t_2},$$

звідки

$$\bar{\alpha}_V = \frac{p_2 - p_1}{p_1 t_2 - p_2 t_1}, \quad (1)$$

де $\bar{\alpha}_V$ – середній термічний коефіцієнт тиску; p_1 і p_2 – тиски газу при температурах t_1 і t_2 . Отже, при умові сталості α_V вимірювання температури зводиться до вимірювання зміни тиску газу.

Відносну похибку результату можемо знайти методом диференціювання. При цьому враховуємо, що інструментальні похибки $\Delta h_1 = \Delta h_2 = \Delta h$, $\Delta t_1 = \Delta t_2 = \Delta t$.

$$\frac{\Delta \bar{\alpha}_V}{\bar{\alpha}_V} = \frac{2\Delta p}{p_2 - p_1} + \frac{t_1 + t_2}{p_1 t_2 - p_2 t_1} \Delta p + \frac{p_1 + p_2}{p_1 t_2 - p_2 t_1} \Delta t. \quad (2)$$

Газовий термометр складається зі скляного балона 2 (рис. 5.1), у якому міститься сухий газ (повітря). Балон безпосередньо з'єднують з манометром 4, 5 – кран для заповнення скляного балона газом.

При нагріванні газу в балоні, який розміщено в термостаті 1, покази манометра змінюються.

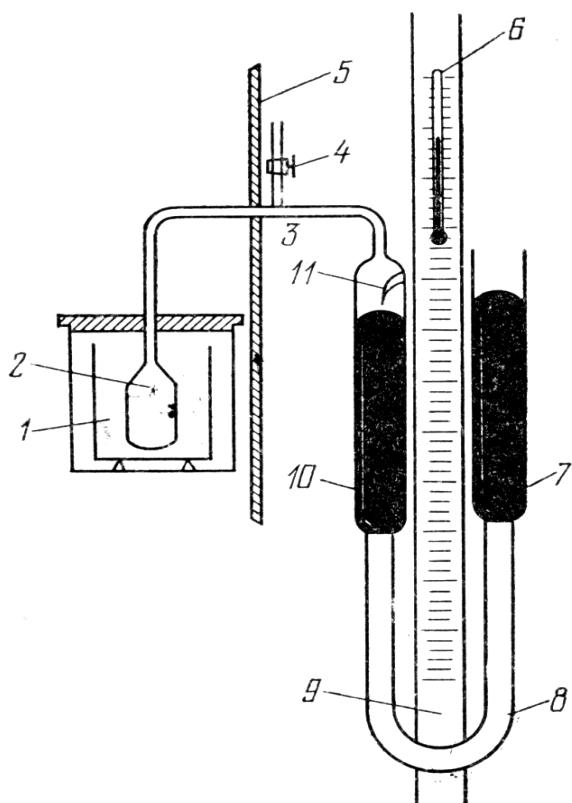


Рис. 5.1. Газовий термометр: 1 – термостат; 2 – скляний балон; 3 – з’єднувальна трубка; 4 – кран; 5 – екран; 6 – термометр; 7, 10 – ртуть; 8 – гумова трубка; 9 – шкала манометра

Порядок виконання роботи

1. Заповнити балон газового термометра сухим повітрям.
2. Занурити балон газового термометра в робочий об’єм термостата. Тиск повітря в балоні вимірюється барометром (H) та манометром ($\Delta h'$), температура – лабораторним термометром. Тиск визначають за формулою $p_1 = H + \Delta h'$, де H – атмосферний тиск.
3. Далі слід підвищувати температуру газу в балоні через 10°C до 90°C . Тиск газу аналогічно до п. 2 вимірюють барометром і манометром.
4. За формулою (1) слід обчислити $\bar{\alpha}_V$ для різних температур і відносну похибку за формулою (2). Обчислити абсолютну похибку й результат подати у вигляді: $\bar{\alpha}_V = \bar{\alpha}_V \pm \Delta\alpha_V$.
5. Подати графічно залежність $p = f(t)$ на основі досліджених даних.
6. Визначити газовим термометром температуру згідно із завданням викладача.

Контрольні запитання та завдання

1. Дайте визначення температурної шкали?

2. Що таке ідеальна теплова машина Карно?
3. Що є термометричним тілом у газових термометрах?
4. На основі яких законів реалізується газовий термометр?
5. Який фізичний зміст термічного коефіцієнта тиску газів?
6. Якими приладами вимірюють тиск газів?
7. Наведіть одиниці вимірювання тиску та співвідношення між ними?
8. У чому полягає суть градування термометра?

*Лабораторна робота № 6**

Визначення коефіцієнта взаємної дифузії повітря та водяної пари

Мета роботи: вивчити дифузію як одне з явищ переносу; визначити коефіцієнт взаємної дифузії повітря та водяної пари за швидкістю випаровування рідини з капіляра.

Прилади й матеріали: експериментальна установка ФПТ 1-4: блок вимірювальних приладів; блок робочого елемента; стояк; мікроскоп; робочий елемент; цифровий контролер для виміру температури.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте питання за [2, § 15.3] і теоретичні відомості цього посібника.
2. Знайдіть середнє значення швидкості випаровування рідини з капіляра.
3. Обчисліть коефіцієнт взаємної дифузії повітря та водяної пари.

Теоретичні відомості

Дифузія – це процес вирівнювання концентрації газів, який супроводжується переносом маси відповідного компонента газу з області з більшою до області з меншою концентрацією. Маса компонента газу, яка переноситься внаслідок дифузії через поверхню площею S , перпендикулярну до осі OX , за час t , визначається законом Фіка:

$$M = -D \frac{d\rho}{dx} St, \quad (1)$$

де D – коефіцієнт дифузії; $\frac{d\rho}{dx}$ – градієнт густини компонента газу.

Для ідеального газу

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}_a, \quad (2)$$

тут $\bar{\lambda}$ – середня довжина вільного пробігу молекули; \bar{v}_a – середня арифметична швидкість теплового руху молекул $\bar{v}_a = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$.

Розглянемо частково заповнену водою вузьку трубку сталого перерізу S , відкриту з одного кінця, вісь X спрямуємо вздовж осі трубки. На межі з водою ($X = 0$) парціальний тиск водяної пари P_{II} у трубці дорівнює тискові насиченої пари P_H при температурі дослідів. Тиск водяної пари в трубці змінюється вздовж осі X від значення P_H до тиску P_1 біля відкритого кінця трубки ($X = h$), який визначається вологістю повітря в лабораторії, отже, уздовж осі трубки існує градієнт парціального тиску пари $\frac{dP_{II}}{dx}$, унаслідок чого в ній виникає дифузійний потік M пари, напрямлений угору. Густина пари ρ_{II} можна виразити через його парціальний тиск, використовуючи рівняння стану ідеального газу:

$$\rho_{II} = \frac{m}{V} = \frac{P_{II} \mu_{II}}{RT}. \quad (3)$$

Підставляючи одержане співвідношення (3) у формулу (1), визначимо масу пари, яка переноситься через площу поперечного перерізу трубки за одну секунду:

$$M_{II} = -D \frac{d\rho_{II}}{dx} S = -\frac{D\mu_{II}}{RT} \frac{dP_{II}}{dx} S. \quad (4)$$

Знехтувавши масою пари, яка переноситься конвекційним потоком, що виникає в трубці, масу пари M_{II} можна виразити через швидкість зниження рівня рідини в капілярі:

$$M_{II} = \rho_P S \frac{\Delta h}{\Delta \tau}, \quad (5)$$

де ρ_P – густина рідини; Δh – зниження рівня рідини за час $\Delta \tau$.

Підставивши одержаний вираз (5) у формулу (4), дістанемо:

$$\rho_P \frac{\Delta h}{\Delta \tau} = -\frac{D\mu_{II}}{RT} \frac{dP_{II}}{dx}. \quad (6)$$

Розділяючи змінні й інтегруючи цю рівність, дістанемо:

$$\rho_P RT \frac{\Delta h}{\Delta \tau} \int_0^h dx = -D\mu_{II} \int_{P_H}^{P_1} dP_{II}$$

або

$$\rho_P RT \frac{\Delta h}{\Delta \tau} h = D\mu_{II} (P_H - P_1),$$

звідси

$$D = \frac{\rho_p R T h \frac{\Delta h}{\Delta \tau}}{\mu_{II} (P_H - P_1)}, \quad (7)$$

де D – коефіцієнт взаємодії дифузії; ρ_p – густина рідини (води); R – універсальна газова стала: $R = 8,31 \text{ Дж/ (моль}\cdot\text{К)}$; h – відстань від поверхні води до верхнього краю трубки; T – температура води в капілярі й повітря в лабораторії; Δh – зниження рівня рідини за час $\Delta \tau$; μ_{II} – молярна маса води; P_H – тиск насиченої пари; P_1 – тиск пари, який визначається вологістю повітря в лабораторії.

Формулу (7) можна використовувати для експериментального визначення коефіцієнта взаємної дифузії повітря та водяної пари, нехтуючи конвекційним потоком пари, яка виникає в трубці. Урахування конвективного потоку приводить до більш точної формули для визначення коефіцієнта взаємної дифузії:

$$D = \frac{\rho_p R T h \frac{\Delta h}{\Delta \tau}}{\mu_p P_0 \ln \frac{P_0 - P_1}{P_0 - P_H}}, \quad (8)$$

де P_0 – атмосферний тиск.

Слід відзначити, що за умови $P_0 \gg P_H$ з рівності (8) можна досить просто одержати формулу (7).

Експериментальна установка

Для визначення коефіцієнта взаємної дифузії повітря та водяної пари призначена експериментальна установка ФПТ 1-4, загальний вигляд якої зображено на рис. 6.1.

Основним елементом установки є мікроскоп 4, на предметному столику якого розміщені робочий елемент, що складається з вимірювача, до рухомої частини якого закріплений корпус з оргскла. В отворі корпусу міститься скляна трубка (капіляр) із дистильованою водою.

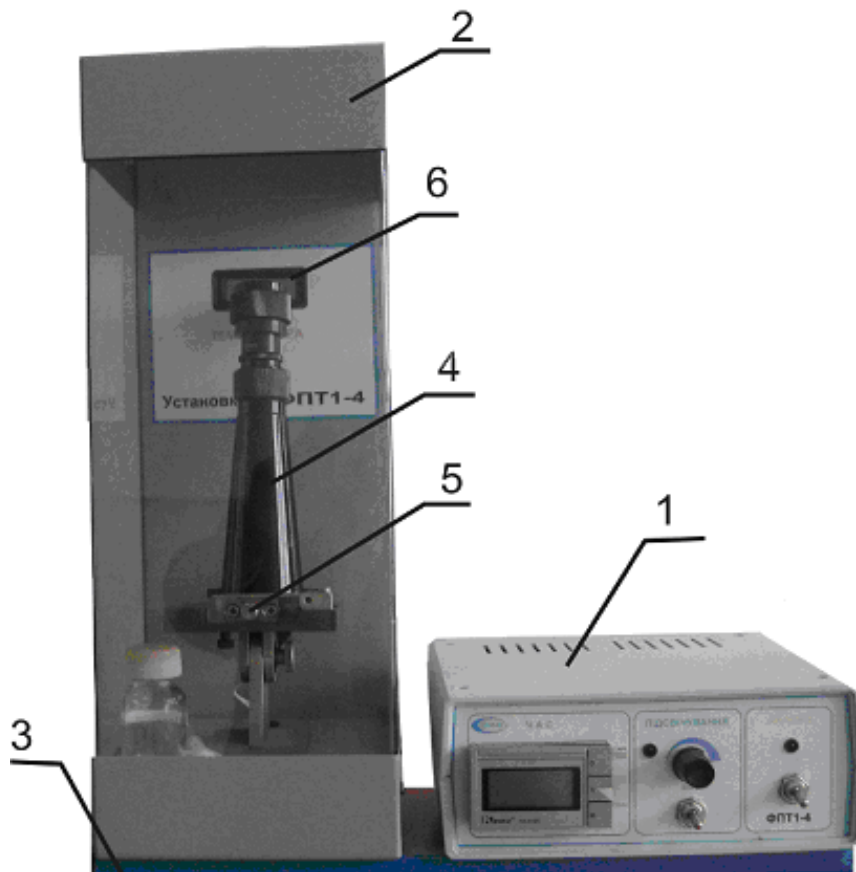


Рис. 6.1. Загальний вигляд експериментальної установки ФПТ 1-4:
 1 – блок вимірювальних приладів; 2 – блок робочого елемента; 3 –
 стояк;
 4 – мікроскоп; 5 – робочий елемент; 6 – цифровий контролер для виміру
 температури

Для підсвічування трубки при вимірюваннях застосовується ліхтар, світло від якого передається до робочого елемента по світловоду з оргскла. Яскравість свічення лампи встановлюється регулятором „Підсвічування капіляра”, який розміщений на передній панелі блоку приладів 1.

Час випаровування води з капіляра вимірюється секундоміром, розміщеним у блоці приладів, і реєструється на цифровому індикаторі „Час”. Секундомір приводиться в дію при вмиканні живлення блоку приладів. Скидання до нуля значень на індикаторі проводиться натисканням кнопки „Стоп”, після відпускання якої знову починається відлік часу.

Температура повітря в блоці робочого елемента вимірюється напівпровідниковим термометром і реєструється на цифровому індикаторі „Температура” блоку робочого пристрою.

Ціна поділки α окулярної шкали мікроскопа вказана на окулярній шкалі.

Порядок виконання роботи

1. Зняти захисний кожух із мікроскопа й підвісити його на гвинти задньої панелі. Тубус мікроскопа встановити в положення, за якого предметний столик із робочим елементом розміщується горизонтально.

2. Заправити робочий елемент водою. Для цього залити її в ємність 1 (рис. 6.2) робочого елемента, висунути на 10–15 мм і знову засунути шток 2 (рис. 6.2).

Подальші роботи проводити не раніше, ніж через 10–15 хв після заправлення.

3. Переконавшись у тому, що регулятор підсвічування капіляра в положенні мінімальної яскравості, увімкнути установку тумблером „Мережа”.

4. Регулятором підсвічування капіляра встановити зручне для работ освітлення. Органами настроювання мікроскопа досягти чіткого зображення капіляра.

5. Переміщуючи капіляр обертанням гайки 3 (рис. 6.2) робочого елемента, установити зображення верхнього краю капіляра навпроти нульової поділки шкали окуляра мікроскопа, тобто $h_0 = 0$, і зафіксувати це положення гвинтом 4 (рис. 6.2).

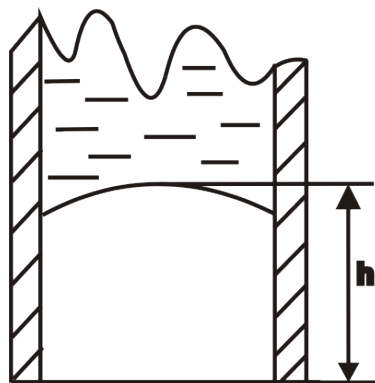


Рис. 6.3. Визначення положення меніска

6. Сфокусувати мікроскоп на меніску рідини. Визначити відстань h від краю капіляра до меніска по шкалі мікроскопа відповідно до рис. 6.3. Значення h занести в табл. 1.

7. Увімкнути відлік часу. Спостерігаючи в мікроскоп за рухом меніска рідини через кожні п'ять поділок шкали окуляра, занести в таблицю значення n і час τ випаровування рідини.

8. Зробити 8–10 вимірів положення меніска.

9. Виміряти температуру повітря в робочому елементі установки.

10. Установити регулятор підсвічування капіляра в положення мінімальної яскравості, після чого вимкнути установку тумблером „Мережа”. Тубус мікроскопа установити у вертикальне положення.

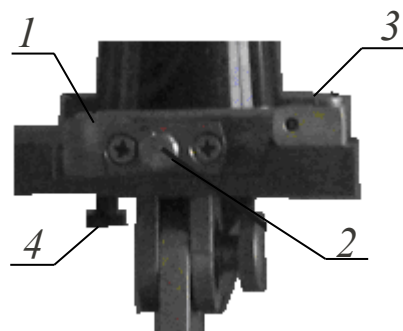


Рис. 6.2. Робочий елемент: 1 – ємність; 2 – шток; 3 – регулювальний гвинт; 4 – гвинт

Таблиця 1

Обробка результатів вимірювання

1. Побудувати графік залежності числа поділок n окулярної шкали мікроскопа від часу τ : $n = f(\tau)$ і за нахилом одержаної усередненої прямої визначити середнє значення $\frac{\Delta n}{\Delta \tau}$. Помноживши цю величину на ціну поділки α окулярної шкали, знайти середнє значення швид-

№ вим.	h, м	n, поділ.	τ , с	$\Delta n/\Delta \tau$, поділ./с	$\Delta h/\Delta \tau$, м/с	P_0 , Па	T, К	P_H , Па	P_1 , Па	D, м ² /с

кості випаровування рідини з капіляра $\frac{\Delta h}{\Delta \tau}$.

2. Використовуючи знайдене значення $\frac{\Delta h}{\Delta \tau}$, за формулою (8) або (7) (за вказівкою викладача) обчислити коефіцієнт взаємної дифузії повітря та водяної пари, урахувавши, що густина води $\rho_P = 10^3 \text{ кг/м}^3$, молярна маса води $\mu = 18 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$. Тиск насиченої водяної пари визначити з табл. 2, де наведено залежність тиску P_H та густини ρ насиченої водяної пари. P_1 біля відкритого кінця трубки знайти за значенням відносної вологості ϕ (у відсотках) у приміщенні лабораторії:

$$P_1 = \frac{\phi}{100} P_H.$$

3. Оцінити похибку результатів вимірювань.

Таблиця 2

t , °C	P_H , кПа	ρ , 10^3 кг/м^3	t , °C	P_H , кПа	ρ , 10^3 кг/м^3	t , °C	P_H , кПа	ρ , 10^3 кг/м^3
15	1,704	12,84	19	2,196	16,32	23	2,809	20,60
16	1,817	13,65	20	2,337	17,32	24	2,984	21,81
17	1,937	14,50	21	2,486	18,35	25	3,168	23,07
18	2,062	15,39	22	2,642	19,44	26	3,361	24,40

Контрольні запитання та завдання

1. У чому полягає явище дифузії? Що переноситься у випадку дифузії?
2. Напишіть формулу Фіка й поясніть фізичний зміст коефіцієнта дифузії.
3. Запишіть формулу для коефіцієнта дифузії ідеального газу.
4. Що таке парціальний тиск? Як можна визначити тиск суміші газів?

5. Що таке відносна вологість повітря? Як можна визначити цю величину?

6. У чому полягає метод визначення коефіцієнта взаємної дифузії повітря та водяної пари за швидкістю випаровування рідини з капіляра?

7. Виведіть обчислювальну формулу для визначення коефіцієнта взаємної дифузії.

8. Назвіть основні джерела похибок цього методу вимірювання.

Лабораторна робота № 7

Визначення середньої довжини вільного пробігу молекул повітря та їх ефективного діаметра

Мета роботи: визначити середню довжину вільного пробігу молекул повітря, їх ефективний діаметр та залежність цих величин від температури.

Прилади й матеріали: установка для визначення довжини вільного пробігу й ефективного діаметра молекул; електроплитка; термометр; секундомір.

Довжина капіляра $l = (102,2 \pm 0,05) \text{ мм}$.

Діаметр капіляра $d = (0,25 \pm 0,0025) \text{ мм}$.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 93], [2, § 15.1], [4, Р.3 § 2] і теоретичні відомості запропонованого посібника.

2. Обчисліть середню довжину вільного пробігу молекул повітря на основі експериментальних даних.

3. Знайдіть значення ефективного діаметра молекул повітря.

4. Порівняйте значення середньої довжини вільного пробігу й ефективного діаметра молекул повітря при кімнатній температурі та температурі кипіння води.

Теоретичні відомості

Хаотичність теплового руху молекул газу, безперервні зіткнення між ними приводять до сталого переміщення частинок і зміни їх швидкостей та енергій. Якщо в середовищі існує просторова неоднорідність густини, температури або швидкості впорядкованого пере-

міщення окремих шарів, то на тепловий рух молекул накладається впорядкований рух, який веде до вирівнювання цих неоднорідностей. Явища вирівнювання густини, кількості руху й енергії молекул газу мають між собою багато спільного, і тому всі вони об'єднуються спільною назвою явищ переносу. До них належать дифузія, внутрішнє тертя та теплопровідність.

Явище внутрішнього тертя, або в'язкості, пов'язане з виникненням сил тертя між шарами газу або рідини, яка переміщується паралельно один відносно одного з різними швидкостями. Зі сторони шару, який рухається швидше, на повільніший шар діє прискорювальна сила, і, навпаки, повільніший шар гальмує швидкий. Сили тертя, які при цьому виникають, спрямовані по дотичній до поверхні шарів, що труться. З погляду молекулярно-кінетичної теорії газів, причиною внутрішнього тертя є накладання впорядкованого руху шарів газу з різними швидкостями на хаотичний тепловий рух молекул.

Сила внутрішнього тертя, тобто сила взаємодії між суміжними шарами, які рухаються відносно себе,

$$f = \eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S, \quad (1)$$

де $\left| \frac{dv}{dx} \right|$ – абсолютне значення градієнта швидкості в напрямі x ;

S – площа, через яку відбувається взаємодія; η – коефіцієнт в'язкості.

Обчислення, проведені на основі молекулярно-кінетичної теорії газів, дають таке значення коефіцієнта в'язкості ідеального газу:

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{v}_a \bar{\lambda} \rho, \quad (2)$$

де \bar{v}_a – середня швидкість газових молекул; $\bar{\lambda}$ – середня довжина їх вільного пробігу; ρ – густина газу.

Середня довжина вільного пробігу $\bar{\lambda}$, як відомо, обернено пропорційна густині газу ρ . Отже, згідно з формулою (2) коефіцієнт в'язкості газу (в певних межах) не залежить від його густини.

Оскільки середня швидкість молекул \bar{v}_a прямо пропорційна кореневі квадратному з абсолютної температури, коефіцієнт внутрішнього тертя η , як видно з формули (2), і з збільшенням температури зростає.

Точніший вивід із урахуванням розподілу швидкостей молекул за законом Максвелла і сил взаємодії між молекулами (реальні гази) приводить до такого ж виразу, тільки множник $\frac{1}{3}$ замінюється іншим, рівним приблизно $\frac{1}{2}$, тобто

$$\eta = \frac{1}{2} \bar{v}_a \bar{\lambda} \rho .$$

З останнього виразу й знаходимо шукану середню довжину вільного пробігу молекул:

$$\bar{\lambda} = \frac{2\eta}{\bar{v}_a \rho} . \quad (3)$$

Коефіцієнт внутрішнього тертя для газів, як і для рідин, може бути визначений експериментально на підставі закону Пуазейля. Метод Пуазейля ґрунтується на вимірюванні об'єму V досліджуваного газу або рідини, що протікає за час t через капілярну трубку:

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

де r – радіус капіляра; l – його довжина; Δp – середня різниця тисків на кінцях капіляра, під впливом якої відбувається витікання газу або рідини; t – час витікання деякого об'єму V рідини .

$$\Delta p = \frac{h_1 + h_2}{2} \rho_e g .$$

Середню швидкість газових молекул \bar{v}_a і густину газу знаходять за відомими формулами:

$$\bar{v}_a = \sqrt{\frac{8 RT}{\pi \mu}} , \quad (5)$$

$$\rho = \frac{p \mu}{RT} , \quad (6)$$

де R – універсальна газова стала; T – абсолютна температура газу; p – тиск газу; μ – молярна маса газу.

Отже, вимірявши на досліді коефіцієнт в'язкості η й обчисливши (за умов досліду) \bar{v}_a і ρ , знайдемо середню довжину вільного пробігу за формулою (3).

Можемо, підставивши (4), (5) та (6) у (3), вивести формулу для обчислення λ :

$$\bar{\lambda} = \frac{2\pi \sqrt{\pi} \Delta p r^4 t RT}{2\sqrt{2} RT \mu p} = \frac{\pi \sqrt{\pi} RT \Delta p r^4 t}{\sqrt{2} \mu p}$$

або

$$\bar{\lambda} = \frac{\pi \sqrt{\pi} RT (h_1 + h_2) \rho_e g r^4 t}{2\sqrt{2} \mu p} . \quad (7)$$

Методом диференціювання знаходять відносну похибку результату:

$$\frac{\Delta \bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} = \frac{\Delta T}{2T} + \frac{2\Delta h}{h_1 + h_2} + \frac{4\Delta r}{r} + \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta p}{p} . \quad (8)$$

Величини π , R , ρ_e , g , μ беремо з таблиць із такою точністю, яка б

перевищувала точність вимірювань. Тому абсолютною похибкою у знаходженні цих величин нехтуємо. При обчисленні відносної похибки вимірюваних величин, їх числові значення й інструментальні похибки можна підставляти в позасистемних одиницях, у яких проградуєвані вимірювальні прилади (тиск – у *мм рт. ст.*).

Із відомого співвідношення

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} \pi \sigma^2 n} \quad (9)$$

можна знайти ефективний діаметр молекул σ . Концентрацію молекул n визначають із рівняння:

$$n = n_0 \frac{pT_0}{p_0T}, \quad (10)$$

де $n_0 = 2,687 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ концентрація молекул (число молекул в 1 см^3) за нормальних умов ($p_0 = 101325 \text{ Па}$, $T_0 = 273 \text{ К}$) – число Лошмідта. Отже,

$$\sigma = \sqrt{\frac{p_0 T}{\sqrt{2} \pi \bar{\lambda} n_0 p T_0}}. \quad (11)$$

Відносну похибку обчислюють за формулою (12):

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta T}{2T} + \frac{\Delta \bar{\lambda}}{2\bar{\lambda}} + \frac{\Delta p}{2p}. \quad (12)$$

Експериментальна установка

Капіляр 2 (рис. 7.1), через який проходить досліджуваний газ (найчастіше повітря), поміщений у циліндричній посудині 3 з термометром і бічними відростками для пропускання водяної пари. У верхній частині капіляр сполучений із змійовиком порівняно великого діаметра, вільний кінець якого 1 виходить назовні. Нижній кінець капіляра, що переходить у трубку порівняно більшого діаметра, закріплений у герметично закритій посудині 5 з краном внизу. Посудина 5 заповнена водою, рівень якої обчислюють по шкалі 4. Якщо відкрити кран, то вода виливається з посудини й через капіляр у неї засмоктується повітря. Спочатку вода

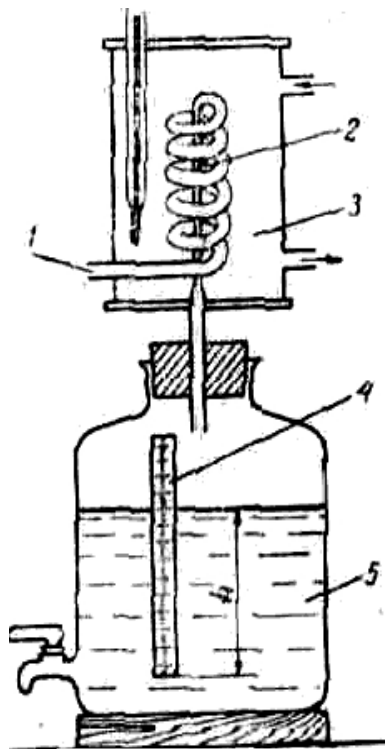


Рис. 7.1. Установка для визначення довжини вільного пробігу й ефективного діаметра молекул повітря

вибігає безперервним струменем завдяки деякому додатковому тиску над поверхнею води в посудині, а далі починає витікати серіями краплин, оскільки капіляр дуже вузький і повітря просмоктується через нього повільно. Отже, витікання води серіями краплин визначається діаметром капіляра, а не отвором крана.

Порядок виконання роботи

1. Відкривають кран і після чергової серії краплин підставляють під нього зважену на аналітичних терезах лабораторну склянку. Одноразово вмикають секундомір та фіксують за шкалою 4 рівень води h_1 .

Вимірювання припиняють, коли в склянку натече 50–70 см³ води.

2. За масою води в склянці знаходять об'єм повітря V , який увійшов у посудину через капіляр. Тиск, під яким утікає повітря в посудину:

$$\Delta p = \frac{h_1 + h_2}{2} \rho_e g ,$$

де h_2 – рівень води в посудині через t секунд, протягом яких тривав дослід; ρ_e – густина води.

3. Радіус капіляра r вимірюють за відрізанним від нього шматочком відліковим мікроскопом. У зв'язку з тим, що капіляр може не бути точно циліндричним, його діаметр вимірюють декілька разів у різних напрямках і знаходять середнє арифметичне значення. Довжина капіляра l , а іноді і його радіус r указується на приладі.

4. Обчислюють значення \bar{v}_a і ρ за умов досліду.

5. За одержаними дослідними й обчисленими даними знаходять за формулою (3) середню довжину вільного пробігу $\bar{\lambda}$. Можна обчислювати $\bar{\lambda}$ за формулою (7), а відносну похибку – за співвідношенням (8).

6. Значення ефективного діаметра молекул визначають за формулою (11). Відносну похибку результату знаходять за формулою (12). Після цього обчислюють абсолютну похибку й записують остаточний результат у вигляді $\sigma = \bar{\sigma} \pm \Delta\sigma$.

7. Ці ж вимірювання проводять при температурі кипіння води, пропускаючи водяну пару через посудину 4.

Примітка. Усі величини для знаходження $\bar{\lambda}$ і σ повинні бути взяті в *СИ*.

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке явища переносу? Укажіть характерні особливості кожного із цих явищ.
2. Від чого залежить сила внутрішнього тертя?
3. Який фізичний зміст коефіцієнта в'язкості газу? Від чого він залежить?
4. Що таке середня довжина вільного пробігу молекули?
5. Що розуміють під ефективним діаметром молекул?
6. Які швидкості молекул вам відомі?
7. Чому в цій роботі використовується капілярна трубка?

*Лабораторна робота № 8**

Визначення коефіцієнта в'язкості повітря капілярним методом

Мета роботи: вивчити внутрішнє тертя повітря як одне з явищ переносу газу.

Прилади й матеріали: експериментальна установка ФПТ 1-1; блок робочого елемента; блок приладів (мікрокомпресор, стояк, капіляр, реометр, манометр).

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 95], [2, § 15.1], [6, Р.3 § 8] і теоретичні відомості цього посібника.
2. Знайдіть середнє значення коефіцієнта в'язкості.
3. Обчисліть середню швидкість теплового руху молекул повітря.
4. Обчисліть середню довжину вільного пробігу молекул.

Теоретичні відомості

Явища переносу – це процеси встановлення рівноваги в системі шляхом переносу маси (дифузія), енергії (теплопровідність) й імпульсу молекул (внутрішнє тертя, або в'язкість). Усі ці явища обумовлені тепловим рухом молекул.

При явищі в'язкості спостерігається перенос імпульсу від молекул із шарів потоку, які рухаються швидше, до повільніших. Наприклад, у випадку протікання рідини або газу прямолінійною циліндричною трубою (капіляром) за малих швидкостей потоку течія є ламінарною, тобто потік газу рухається окремими шарами, які не перемішуються між собою. У цьому випадку шари – це сукупність не-

скінченно тонких циліндричних поверхонь, укладених одна в одну, які мають спільну вісь, яка збігається з віссю труби.

Унаслідок хаотичного теплового руху молекули безперервно переходять із шару в шар і при зіткненнях з іншими молекулами обмінюються імпульсами напрямленого руху. При переході із шару з більшою швидкістю напрямленого руху в шар із меншою швидкістю молекули переносять у другий шар свій імпульс напрямленого руху. У “більш швидкий” шар переходять молекули з меншим імпульсом. У результаті перший шар гальмується, а другий – прискорюється. Дослід показує, що імпульс dP , що передається від шару до шару через поверхню S , пропорційний градієнту швидкості $\frac{dv}{dr}$, площі S та часу переносу dt :

$$dP = -\eta \frac{dv}{dr} S dt .$$

У результаті між шарами виникає сила внутрішнього тертя:

$$F_T = \left| \frac{dP}{dt} \right| = \eta \left| \frac{dv}{dr} \right| S , \quad (1)$$

де η – коефіцієнт в'язкості; для ідеального газу $\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v}_a$,

тут ρ – густина газу; $\bar{\lambda}$ – середня довжина вільного пробігу молекул; \bar{v}_a – середня арифметична швидкість теплового руху молекул – $v_a = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$, де μ – молярна маса газу; R – універсальна газова стала.

Виділимо в капілярі уявний циліндричний об'єм газу радіуса r і довжиною l , як це показано на рис. 8.1. Позначимо тиски на його торцях P_1 і P_2 . При установленій течії сила тиску на циліндр $F = (P_1 - P_2) \pi r^2$ урівноважується силою внутрішнього тертя F_T , яке діє на бічну поверхню циліндра зі сторони зовнішніх шарів газу:

$$F - F_T = 0 . \quad (2)$$

Сила внутрішнього тертя визначається за формулою Ньютона (1), зважаючи на те, що $S = 2\pi r l$ і швидкість $v(r)$ зменшується при віддаленні від осі труби, тобто $\frac{dv}{dr} < 0$, можна записати:

$$F_T = -\eta \frac{dv}{dr} 2\pi r l . \quad (3)$$

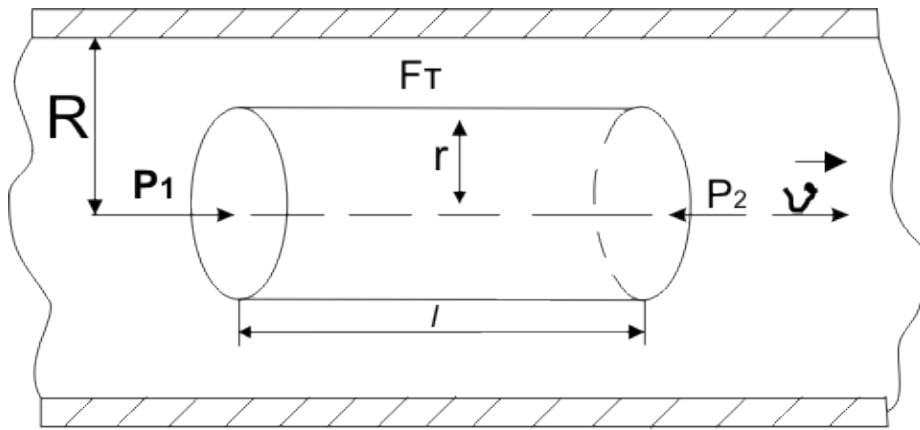


Рис. 8.1. До розрахунку об'ємної витрати газу в разі протікання його через капіляр

У цьому випадку умова стаціонарності (2) запишеться так:

$$(P_1 - P_2) \pi r^2 + \eta \frac{dv}{dr} 2\pi r l = 0 . \quad (4)$$

Інтегруючи рівняння, одержимо

$$v(r) = -\frac{P_1 - P_2}{4\eta l} r^2 + C ,$$

де C – стала інтегрування, яка визначається граничними умовами задачі. При $r = R$ швидкість газу повинна перетворюватися на нуль, оскільки сила внутрішнього тертя об стінку капіляра гальмує суміжний із нею шар газу.

Тоді:

$$v(r) = -\frac{P_1 - P_2}{4\eta l} (R^2 - r^2) . \quad (5)$$

Обчислимо об'ємну витрату газу Q , тобто об'єм, який протікає за одиницю часу через поперечний переріз труби. Через кільцеву площадку з внутрішнім радіусом r і зовнішнім $r + dr$ щосекунди протікає об'єм газу $dQ = 2\pi r dr v(r)$.

$$\text{Тоді } Q = \int_0^R 2\pi r v(r) dr = \pi \frac{P_1 - P_2}{2\eta l} \int_0^R (R^2 - r^2) r dr , \text{ або}$$

$$Q = \pi \frac{P_1 - P_2}{8\eta l} R^4 . \quad (6)$$

Формулу (6), яка називається формулою Пуазейля, можна використовувати для експериментального визначення коефіцієнта в'язкості газу.

Формулу Пуазейля було одержано в припущенні ламінарної течії газу або рідини. Однак зі збільшенням швидкості потоку рух стає турбулентним і шари перемішуються. За турбулентного руху швидкість у кожній точці змінює своє значення й напрям, зберігається

тільки середнє значення швидкості. Характер руху рідини або газу в трубі визначається числом Рейнольдса:

$$R_e = \frac{\bar{v}l}{\nu}, \quad (7)$$

де l – характерний розмір труби, у нашому випадку R ; \bar{v} – середня швидкість потоку; ν – кінематична в'язкість, яка дорівнює $\frac{\eta}{\rho}$, де ρ – густина речовини.

У гладких циліндричних каналах перехід від ламінарної течії до турбулентної відбувається при $R_e \approx 1000$. Тому в разі використання формули Пуазейля потрібно забезпечити виконання умови $R_e < 1000$. Крім того, експеримент слід проводити так, щоб стисливістю газу можна було б знехтувати. Це можливо тоді, коли перепад тисків уздовж капіляра значно менший від самого тиску. У цій установці тиск газу дещо більший від атмосферного (10^3 см вод. ст.), а перепад тисків становить від ~ 10 см вод. ст., тобто приблизно 1% атмосферного.

Формула (6) справедлива для ділянки труби, у якій встановилася стала течія з квадратичним законом розподілу швидкостей (5) по перерізу труби. Така течія встановлюється на деякій відстані від входу в капіляр, тому для досягнення достатньої точності експерименту необхідне виконання умови $R \ll l$ де R – радіус; l – довжина капіляра.

Експериментальна установка

Для визначення коефіцієнта в'язкості повітря призначена експериментальна установка ФПТ 1-1, загальний вигляд якої зображений на рис. 8.2.

Повітря в капіляр 4 нагнітається мікрокомпресором, розміщеним у блоці приладів 2. Об'ємна витрата повітря вимірюється реометром 5, а потрібне її значення встановлюється регулятором "Повітря", який розміщений на передній панелі блоку приладів. Для вимірювання різниці тисків повітря на кінцях капіляра призначений U -подібний водяний манометр 6. Геометричні розміри капіляра – радіус R і довжина l вказані на робочому місці.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути установку тумблером "Мережа".
2. За допомогою регулятора "Повітря" встановити за показаннями реометра вибране значення об'ємної витрати повітря Q .

3. Виміряти різницю тисків ΔP у колінах манометра. Значення Q і ΔP записати в табл. 1.

Таблиця 1

№ виміру	$Q, \text{м}^3/\text{с}$	$\Delta P, \text{Па}$	$\eta, \text{Па}\cdot\text{с}$

4. Повторити вимірювання за пп. 2–3 для п'ятих значень об'ємної витрати повітря.

5. Установити регулятор витрати повітря на мінімум, після чого вимкнути установку тумблером «Мережа».

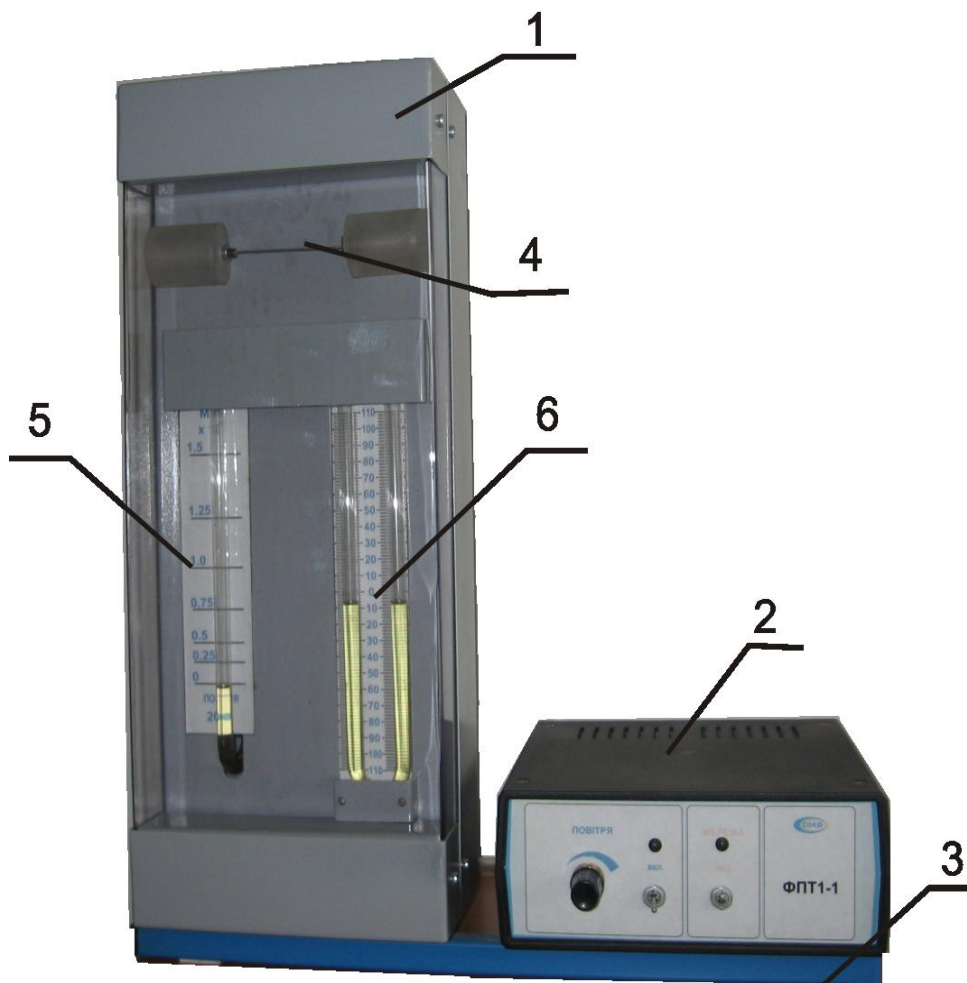


Рис. 8.2. Загальний вигляд експериментальної установки ФПТ 1-1:
 1 – блок робочого елемента; 2 – блок приладів; 3 – стояк; 4 – капіляр;
 5 – реометр; 6 – манометр

Обробка результатів

1. Для кожного режиму визначити за формулою Пуазейля коефіцієнт в'язкості повітря:

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8 Q l} .$$

Знайти середнє значення коефіцієнта в'язкості.

2. За формулою $\bar{v}_a = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$ обчислити середню швидкість теплового руху молекул повітря, враховуючи, що молярна маса повітря $\mu = 29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, а універсальна газова стала $R = 8,31$ Дж/(моль·К).

3. За формулою $\bar{\lambda} = \frac{3\eta}{\rho\bar{v}_a}$ обчислити середню довжину вільного пробігу молекул. При цьому густину повітря знайти на основі рівняння Клапейрона-Менделєєва $\rho = \frac{P\mu}{RT}$ для відомих значень температури й тиску в лабораторії в процесі виконання експерименту.

4. Оцінити похибку результатів вимірювання.

Контрольні запитання та завдання

1. Розкажіть про явища переносу в газах.
2. Поясніть явище внутрішнього тертя в ідеальному газі з погляду молекулярно-кінетичної теорії.
3. Напишіть і поясніть формулу Ньютона для внутрішнього тертя.
4. Який фізичний зміст коефіцієнта в'язкості? У яких одиницях SI вимірюється ця величина?
5. Запишіть формулу для коефіцієнта в'язкості ідеального газу.
6. Яка величина називається середньою швидкістю теплового руху молекул ідеального газу? Від яких величин вона залежить?
7. Яка величина називається середньою довжиною вільного пробігу молекули? Від яких фізичних величин вона залежить?
8. У чому полягає капілярний метод визначення коефіцієнта в'язкості газів?
9. Виведіть формулу Пуазейля. За яких умов її можна застосувати?
10. Як змінюється швидкість руху газу по радіусу каналу за ламінарного режиму течії?
11. Як оцінити середню довжину вільного пробігу й ефективний діаметр молекули газу, використовуючи явище внутрішнього тертя в газах?
12. Чому під час будівництва магістральних газопроводів використовують труби великого діаметра, а не збільшують тиск газу, який транспортується?

Лабораторна робота № 9*

Визначення коефіцієнта теплопровідності повітря

методом нагрітої нитки

Мета роботи: вивчити теплопровідність повітря як одне з явищ переносу в газах; навчитися визначати коефіцієнт теплопровідності методом нагрітої нитки.

Прилади й матеріали: експериментальна установка ФПТ 1-3; блок приладів; цифровий термометр; блок робочого елемента; вольфрамова дротина; стояк; датчик температури термометра.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 95], [2, § 15.1], [6, Р.3 § 8] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Для кожного вимірювання обчисліть різницю температур ΔT і коефіцієнт теплопровідності.
3. Знайдіть середнє значення коефіцієнта теплопровідності повітря.

Теоретичні відомості

Поширення теплоти в газах відбувається трьома способами: тепловим випромінюванням (перенос енергії електромагнітними хвилями), конвекцією (перенос енергії за рахунок переміщення шарів газу в просторі з ділянкою із вищою температурою в ділянки з нижчою температурою) та теплопровідністю.

Теплопровідність – це процес передачі теплоти від більш нагрітого шару газу до менш нагрітого за рахунок хаотичного теплового руху молекул. При теплопровідності відбувається безпосередня передача енергії від молекул, які мають більшу енергію, до тих, що мають меншу. Для стаціонарного процесу, за якого різниця температур у шарі газу не змінюється із часом, кількість теплоти δQ , яка переноситься внаслідок теплопровідності за час $d\tau$ через поверхню площею S , перпендикулярну до напрямку переносу енергії, у напрямі зменшення температури, визначається законом Фур'є:

$$\delta Q = -\chi \frac{dT}{dr} S d\tau, \quad (1)$$

де χ – коефіцієнт теплопровідності; dT/dr – градієнт температури.

Для ідеального газу

$$\chi = \frac{1}{3} \rho \bar{\lambda} \bar{v}_a c_V, \quad (2)$$

тут ρ – густина газу; $\bar{\lambda}$ – середня довжина вільного пробігу молекули; \bar{v}_a – середня швидкість теплового руху молекул, $\bar{v}_a = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$; c_V – питома теплоємність газу за сталого об'єму.

Розглянемо два коаксіальні циліндри, простір між якими заповнено газом. Якщо внутрішній циліндр нагріти, а температуру зовнішнього циліндра підтримувати сталою, нижчою за температуру нагрівника, то в кільцевому шарі газу виникає радіальний потік теплоти, напрямлений від внутрішнього циліндра до зовнішнього. При цьому температура шарів газу, прилеглих до стінок циліндрів, дорівнює температурі стінок. Виділимо в газі кільцевий шар радіусом r , завтовшки dr і завдовжки L . За законом Фур'є (1), тепловий потік $q = \delta Q/dt$, тобто кількість теплоти, яка проходить через цей шар за одну секунду, можна записати так:

$$q = -\chi \frac{dT}{dr} S = -\chi \frac{dT}{dr} 2\pi r L. \quad (3)$$

Розділивши змінні, одержимо

$$\frac{dr}{r} = -\frac{2\pi\chi L}{q} dT.$$

Тоді

$$\int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = -\frac{2\pi\chi L}{q} \int_{T_1}^{T_2} dT,$$

або

$$\ln \frac{R_2}{R_1} = \frac{2\pi\chi L}{q} (T_1 - T_2). \quad (4)$$

тут T_1 , R_1 і T_2 , R_2 – відповідно температури поверхонь та радіуси внутрішнього й зовнішнього циліндрів.

З рівняння (4) одержимо формулу для визначення коефіцієнта теплопровідності газу:

$$\chi = \frac{q \ln \frac{R_2}{R_1}}{2\pi L (T_1 - T_2)}. \quad (5)$$

Формулу (5) одержимо в припущенні, що теплота переноситься від внутрішнього до зовнішнього циліндра тільки завдяки теплопровідності. Це припущення є достатньо обґрунтованим, оскільки потік променистої енергії при невисоких температурах і малому діаметрі нагрівника становить незначну частину кількості теплоти, яка переноситься, а конвекція усувається підбором діаметра зовнішнього циліндра та його вертикальним розміщенням в експериментальній установці.

Внутрішнім циліндром може слугувати тонка дротина (нитка), зазвичай вольфрамова, яка нагрівається електричним струмом. Тоді після встановлення стаціонарного режиму тепловий потік можна прийняти таким, що дорівнює потужності електричного струму в дротині

$$q = I_H U_H,$$

де I_H – сила струму через дротину; U_H – спад напруги на дротині.

Якщо послідовно з дротиною підімкнути еталонний резистор опору R_P , то $I_H = \frac{U_P}{R_P}$, і тоді $q = \frac{U_P U_H}{R_P}$, (6)

де U_P – спад напруги на еталонному резисторі.

Використовуючи рівність (6) у формулі (5), одержимо

$$\chi = \frac{U_P U_H \ln \frac{D}{d}}{2\pi L R_P \Delta T}, \quad (7)$$

де D і d – діаметри зовнішнього циліндра та дротини; $\Delta T = T_H - T_T$ – різниця температур дротини й зовнішнього циліндра (трубки).

Температуру трубки T_T можна взяти такою, яка дорівнює температурі навколишнього повітря. Для обчислення різниці температур ΔT у шарі газу запишемо формули, які визначають опір дротини при температурі навколишнього повітря й у нагрітому стані:

$$R_{H.0} = R_0(1 + \alpha t_0), \quad R_H = R_0(1 + \alpha t),$$

де R_0 – опір дротини при $t = 0$ °С; α – температурний коефіцієнт опору матеріалу дротини.

Виключивши із цих рівностей R_0 , знайдемо

$$\Delta T = t - t_0 = \frac{R_H - R_{H.0}}{\alpha \cdot R_{H.0}} (1 + \alpha t_0).$$

Ураховуючи, що $R_H = \frac{U_H}{I_H}$, $I_H = \frac{U_P}{R_P}$ і $R_{H.0} = \frac{U_{H.0}}{I_{H.0}}$, $I_{H.0} = \frac{U_{P.0}}{R_P}$,

отримаємо

$$\Delta T = \frac{\left(\frac{U_H}{U_P} - \frac{U_{H.0}}{U_{P.0}} \right) (1 + \alpha t_0)}{\frac{U_{H.0}}{U_{P.0}} \alpha}, \quad (8)$$

де U_H , $U_{H.0}$ – спад напруги на дротині відповідно в нагрітому стані і при температурі навколишнього повітря t_0 ; U_P , $U_{P.0}$ – спад напруги на еталонному резисторі відповідно при температурі навколишнього повітря t_0 .

Експериментальна установка

Для визначення коефіцієнта теплопровідності повітря призначена експериментальна установка ФПТ 1-3, загальний вигляд якої зображено на рис. 9.1.

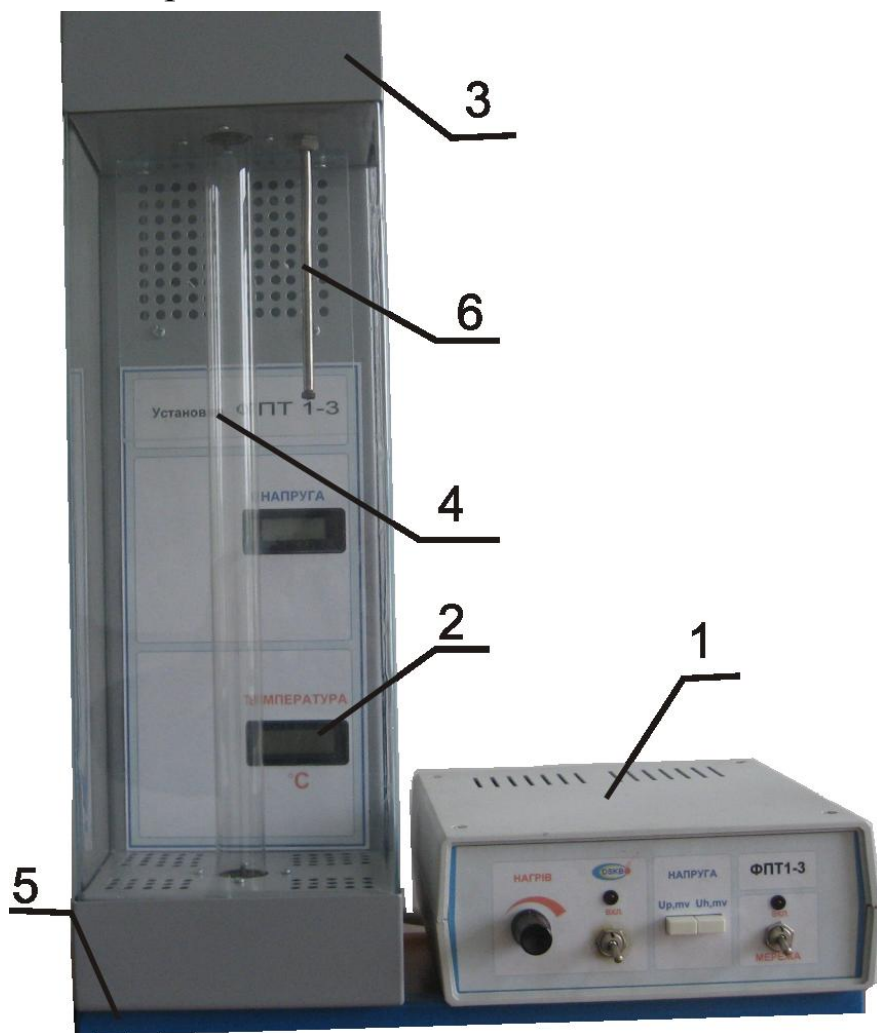


Рис. 9.1 Загальний вигляд експериментальної установки ФПТ 1-3: 1 – блок приладів; 2 – цифровий термометр; 3 – блок робочого елемента; 4 – вольфрамова дротина; 5 – стояк; 6 – датчик температури термометра

Робочий елемент установки – це скляна трубка, заповнена повітрям, уздовж осі якої натягнута вольфрамова дротина 4. Температура трубки в ході експерименту підтримується сталою завдяки примусовій циркуляції повітря між трубкою та кожухом блоку робочого елемента 3, яка здійснюється за допомогою вентилятора, що міститься в блоці робочого елемента. Температура повітря навколо трубки вимірюється датчиком температури й реєструється цифровим контролером для виміру температури. Значення падінь напруги на еталонному резисторі U_P і на дротині U_H вимірюється цифровим контролером для виміру напруги. Значення напруги на дротині встановлюється регулятором „Нагрів”, який розміщений на передній панелі блоку приладів 1. Геометричні розміри робочого елемента – діаметр

трубки D , діаметр дротини d , довжина трубки L , температурний коефіцієнт опору матеріалу дротини α – указані на робочому місці.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути установку тумблером „Мережа”. Увімкнути тумблер „Нагрівання”.

2. Натиснути кнопку „ U_P ” (режим вимірювання спаду напруги на еталонному резисторі) й за допомогою регулятора „Нагрів” установити спад напруги $U_{P,0}$ не більше $0,06\text{ В}$, за якого температура дротини залишається практично незмінною „ненагріваючий” струм).

3. Натиснути кнопку „ U_H ” (режим вимірювання спаду напруги на дротині) й реєструвати значення напруги $U_{H,0}$.

4. Повторити виміри за пп. 2–3 для трьох значень напруги $U_{P,0}$, обчислити середнє значення $U_{P,0}$ і $U_{H,0}$. Усі результати внести до табл. 1.

Таблиця 1

№ вим.	$U_{P,0}$, мВ	$U_{H,0}$, мВ	t_0 , °С	U_P , мВ	U_H , мВ	ΔT , К	χ , Вт/(м·К)

5. Натиснути кнопку „ U_P ” і за допомогою регулятора „Нагрів”, установити спад напруги на еталонному резисторі U_P у діапазоні $0,3\dots 6,5\text{ В}$.

6. Зачекавши 30 с, що необхідно для стабілізації теплового режиму робочого елемента, натиснути кнопку „ U_H ” і визначити спад напруги на дротині U_H .

7. Повторити вимірювання за пп. 5–6 для трьох–п’яти значень спаду напруги U_P , результати занести до табл. 1.

8. Установити ручку регулятора „Нагрів” на мінімум. Відімкнути тумблер „Нагрів”, після чого відімкнути установку тумблером „Мережа”.

Обробка результатів вимірювань

1. Для кожного вимірювання за формулою (8) обчислити різницю температур ΔT , а за формулою (7) – коефіцієнт теплопровідності χ і занести одержані значення до табл. 1.

2. Знайти середнє значення коефіцієнта теплопровідності повітря $\bar{\chi}$.

3. Оцінити похибки результатів вимірювань.

Контрольні запитання та завдання

1. Розкажіть про можливі способи передачі теплоти.
2. У чому суть явища теплопровідності? Яка величина переноситься при теплопровідності?
3. Що таке тепловий потік? У яких одиницях SI він вимірюється?
4. Якою формулою описується потік теплоти, перенесеної при теплопровідності?
5. Який фізичний зміст коефіцієнта теплопровідності? У яких одиницях SI вимірюється ця величина?
6. Запишіть формулу для коефіцієнта теплопровідності ідеального газу.
7. Поясніть поняття *градієнта температури*.
8. У чому полягає метод нагрітої нитки для визначення коефіцієнта теплопровідності газів?
9. Виведіть обчислювальну формулу для визначення коефіцієнта теплопровідності методом нагрітої нитки.
10. Поясніть призначення еталонного резистора в схемі експериментальної установки.
11. Як визначається різниця температур дротини й зовнішньої трубки в цій роботі?
12. Як оцінити середню довжину вільного пробігу й ефективний діаметр молекули газу, використовуючи явище теплопровідності?

Лабораторна робота № 10

Визначення залежності температури кипіння води від зовнішнього тиску

Мета роботи: визначити залежність температури кипіння води від зовнішнього тиску.

Прилади й матеріали: спеціальна установка; насос Комовського; електроплитка; барометр.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 128], [6, Р.7 § 4] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Зменшуючи тиск у приладі, виконайте вимірювання.
3. Побудуйте графік залежності температури кипіння води від тиску над рідиною.

Теоретичні відомості

Процес переходу з рідкого стану в газоподібний називається пароутворенням. Пароутворення може відбуватися двома шляхами: випаровування та кипіння. Випаровування – це процес пароутворення, яке відбувається з вільної поверхні рідини при будь-якій температурі.

Під час нагрівання рідини збільшується кінетична енергія її частинок, а отже і її внутрішня енергія. У результаті цього передусім посилюється випаровування й підвищується температура рідини; причому пароутворення відбувається не тільки з поверхні, а й у кожній бульбашці з насиченою парою, які містяться всередині рідини. У міру зростання температури посилюється випаровування та збільшується тиск всередині бульбашок, доки нарешті при певній температурі цей тиск не стане дорівнювати зовнішньому тискові:

$$p = p_0 + \rho gh,$$

де p_0 – тиск повітря та пари над рідиною (зовнішній тиск); h – висота стовпа рідини над бульбашкою; ρ – густина рідини. Тоді бульбашки з парою піднімаються на поверхню рідини й починається пароутворення по всій масі рідини, яке називається **кипінням**. Протягом усього процесу кипіння температура рідини залишається сталою. Така температура називається температурою кипіння.

Отож рідина може кипіти при різних температурах, залежно від зовнішнього тиску. Вплив тиску на температуру кипіння (так само, як і на температуру плавлення) показує рівняння Клапейрона-Клаузіуса, яким визначається зміна температури ΔT переходу з одного стану в інший при зміні тиску на Δp ,

$$\Delta T = \frac{(V_2 - V_1)}{\lambda} T \Delta p,$$

де λ – теплота агрегатного переходу (пароутворення, плавлення); T – абсолютна температура переходу зі стану, у якому питомий об'єм V_1 , у стан, у якому питомий об'єм V_2 .

Питомий об'єм пари V_2 помітно більший від питомого об'єму рідини V_1 , а тому зміна температури ΔT значна. Крім того, вона завжди додатна, тобто зі збільшенням тиску температура кипіння рідини підвищується, а зі зменшенням тиску – знижується.

Опис установки

Установка для вивчення залежності температури кипіння від зовнішнього тиску (рис. 10.1) складається з герметично закритого кип'ятника

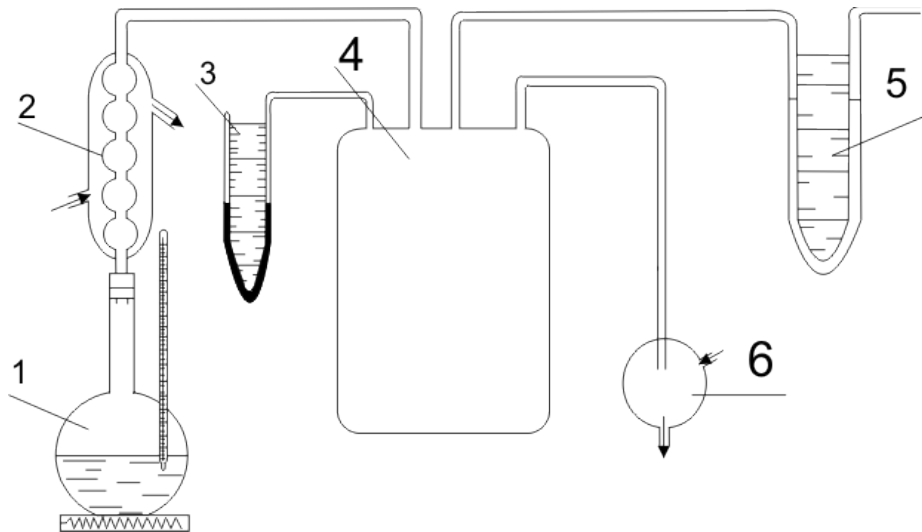


Рис. 10.1. Установка для вивчення залежності температури кипіння від зовнішнього тиску: 1 – кип'ятильник; 2 – холодильник; 3, 5 – манометри; 4 – буферна посудина; 6 – вакуумний насос

тильника 1 з ізольованим від атмосфери термометром; холодильника 2 (для конденсації пари, яка утворилась у кип'ятильнику), буферної посудини 4, яка амортизує нерівномірності роботи вакуумного насоса 6. Буферна посудина з'єднує між собою ртутні манометри – відкритий 5 і закритий 3, яким вимірюють малі тиски. Для нагрівання посудини з водою використовують електричну плитку.

Порядок виконання роботи

1. Патрубки холодильника сполучають із водопроводом і пропускають через нього протягом досліду воду такого напору, щоб біля стінок холодильника не утворювалося повітряних бульбашок.
2. Відкривають кран так, щоб тиск над рідиною дорівнював атмосферному.
3. Нагрівають воду в кип'ятильнику до кипіння, потім зменшують нагрівання так, щоб кипіння не було надто сильним.
4. Визначають атмосферний тиск і за таблицями знаходять температуру кипіння води. Якщо табличне значення температури не збігається з показами термометра кип'ятильника, вводять відповідну поправку.
5. Коли протягом декількох хвилин кипіння покази термометра й манометра залишаються сталими, то дані досліду записують.
6. Вимикають нагрівник і чекають поки вода охолоне на 5 °С. За допомогою насоса зменшують тиск над рідиною доти, поки рідина не

закипить. Дані досліду записують тільки тоді, коли покази термометра й покази манометра протягом деякого часу знову залишаються сталими.

7. Дослід повторюють, зменшивши тиск, і виконують нові вимірювання.

8. За одержаними результатами будують графік залежності температури кипіння води від тиску над рідиною.

Примітка. Після закінчення роботи потрібно перевірити за барометром, чи не змінився атмосферний тиск. При невеликих змінах в обчисленнях беруть його середнє значення.

Контрольні запитання

1. Що таке пароутворення? Якими шляхами воно може відбуватися?
2. Що називають питомою теплотою пароутворення?
3. У чому полягає відмінність між випаровуванням та кипінням рідини?
4. Чи може випаровуватися тверде тіло?
5. Що розуміють під температурою кипіння?
6. Чи можна змінювати температуру кипіння рідини?
7. Які параметри бульбашки змінюються, при її підніманні в рідині, під час кипіння останньої?
8. Капсулу з водою відкрили в космосі. Які процеси відбуватимуться при цьому?

Лабораторна робота № 11

Визначення абсолютної та відносної вологості повітря

Мета роботи: навчитися визначати абсолютну та відносну вологості повітря.

Прилади та матеріали: гігрометр Ламбрехта; психрометр Августа; термометр; психрометр Асмана; ефір; груша-насос; барометр; посудина з водою.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 95], [2, § 15.1], [6, Р. 3 § 8] і теоретичні відомості запропонованого посібника.

2. Вивчіть будову та принцип дії гігрометра, психрометра Августа.
3. Визначте точку роси гігрометром.
4. Обчисліть абсолютну вологість.
5. Визначте відносну вологість.

Теоретичні відомості й опис приладів

Вологість повітря зумовлюється наявністю в ньому водяної пари. Маса водяної пари може змінюватись і за абсолютною величиною, і за ступенем насичення, що, відповідно, характеризується абсолютною та відотною вологістю.

Абсолютна вологість повітря (ρ) кількісно дорівнює масі водяної пари в грамах, яка міститься в 1 м^3 повітря.

Під *відотною вологістю* ϕ слід розуміти відношення абсолютної вологості до маси водяної пари, яка насичує 1 м^3 повітря при тій самій температурі:

$$\phi = \frac{\rho}{\rho_n}$$

Застосовуючи до водяної пари рівняння Менделєєва-Клапейрона, отримуємо залежність густини від парціального тиску водяної пари $\rho = \frac{PM}{RT}$. Парціальним називається тиск, який би чинила одна складова частина суміші газів, якби лише вона займала весь об'єм.

Відносна вологість можна знаходити як відношення парціального тиску водяної пари, котре міститься в повітрі при даній температурі до парціального тиску насиченої водяної пари при цій самій температурі:

$$\phi = \frac{P}{P_n}$$

Це відношення виражають у відсотках.

Точка роси – це температура, при якій наявна в повітрі водяна пара стає насиченою, тобто починає конденсуватися на охолодженій поверхні.

Дефіцитом вологості називають різницю між максимальним умістом водяної пари в 1 м^3 повітря й абсолютною вологістю.

$$D = \rho_n - \rho$$

Основні способи визначення вологості повітря ґрунтуються на методах точки роси та психрометра.

1. Метод точки роси. Вологість повітря методом точки роси визначають гігрометром Ламбрехта (рис. 11.1).

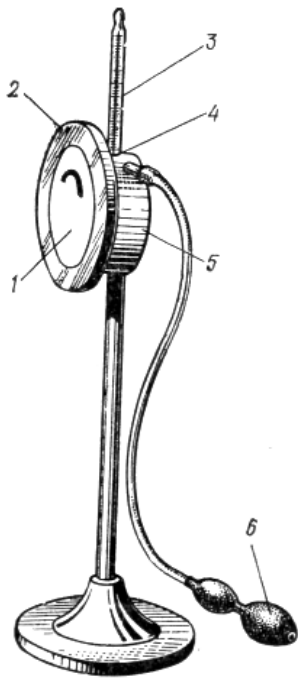


Рис. 11.1. Гігрометр Ламбрехта

Він складається з тонкого металевого полірованого диска 1 , на зворотному боці якого є резервуар 5 . У резервуар наливають ефір і вставляють термометр 3 через отвір 4 . Через другий отвір за допомогою гумової трубки з грушею 6 продувають повітря. Ефір швидко випаровується, і диск 1 при цьому охолоджується. Одночасно охолоджується й повітря, яка прилягає до диска, а на поверхні диска виступає роса внаслідок конденсації водяної пари з повітря (поверхня диска стає ніби матовою, що добре помітно, коли порівняти її з блискучою поверхнею кільця 2). Фіксують температуру, яка відповідає моменту потемніння поверхні диска 1 t_{p1} . Припинивши продування повітря, визначають температуру t_{p2} зникнення роси. Для обчислення вологості повітря беруть за

точку роси t_p середнє арифметичне величин t_{p1} і t_{p2} .

З таблиць визначають густину насиченої водяної пари ρ при температурі t_p , тобто абсолютну вологість.

Знаючи кімнатну температуру t_k , з таблиць знаходять густину насиченої водяної пари ρ_n при температурі t_k . Відношення цих двох величин і дає значення відносної вологості повітря.

2. Метод психрометра. Якщо взяти два однакових нормальних термометри, кулька одного з яких постійно змочується водою через батист, занурений у склянку з водою, то покази обох термометрів (“сухого” й “мокрого”) відрізнятимуться. Унаслідок випаровування води з батисту мокрий термометр буде показувати нижчу температуру, ніж сухий. Чим менша вологість навколишнього повітря, тим інтенсивніше випаровування і тим менші покази мокрого термометра. Значення показів сухого t_c і мокрого t_m термометрів дають можливість визначити вологість повітря.

Покази мокрого термометра в психрометрі дещо відрізняються (у сторону завищення) від справжньої температури мокрого термометра. Пояснюється це тим, що кульці мокрого термометра передається певна кількість теплоти випромінювання навколишніх тіл і деяка кількість її надходить через виступаючий стовпчик ртуті термометра, що має температуру навколишнього повітря. Щоб зменшити цей

вплив, треба захистити кульку від радіації екранами, обгорнути батистом виступаючий стовпчик ртуті, підвищити швидкість руху повітря і цим збільшити швидкість випаровування.

Як показують спеціальні дослідження, при швидкості повітря 1,5–2 м/с і температурі мокрого термометра $t_m > 20$ °С помилка становить приблизно 1 % психрометричної різниці, і нею можна знехтувати.

Психрометричну формулу можна вивести з рівняння теплового балансу для кульки мокрого термометра; кількість теплоти Q_1 , передана від повітря в стаціонарному стані (температура мокрого термометра вже встановилась) і при відсутності тепловитрат, дорівнює кількості теплоти Q_2 , потрібної для випаровування води з поверхні батисту S , тобто

$$\alpha (t_c - t_m)S = q_m r S, \quad (1)$$

де α – коефіцієнт теплообміну; r – питома теплота випаровування; q_m – швидкість випаровування $\frac{dm}{dt}$ з одиниці поверхні. Рівняння (1) віднесемо до одиниці часу.

$$\text{З (1) матимемо: } t_m = t_c - \frac{q_m r}{\alpha}.$$

Швидкість випаровування можна визначити, виходячи із закону Дальтона, як для випаровування води з вільної поверхні:

$$q_m = \alpha_m \Delta p \frac{760}{H}, \quad (2)$$

де α_m – коефіцієнт випаровування; H – атмосферний тиск; Δp – різниця парціальних тисків водяної пари біля поверхні води й у навколишньому повітрі. Для нашого випадку $\Delta p = p_m - p_n$, де p_m – тиск насиченої пари при температурі t_m , p_n – тиск пари в навколишньому повітрі.

З (1) і (2) маємо рівняння психрометра:

$$p_n = p_m - AH(t_c - t_m), \quad (3)$$

де $A = \frac{\alpha}{\alpha_m \cdot 760 \cdot r}$ – психометричний коефіцієнт.

$$\text{З (3) можна отримати: } A = \frac{p_m - p_n}{H(t_c - t_m)}, \quad (4)$$

де p_n – тиск насиченої пари при температурі повітря, тобто при температурі сухого термометра t_c .

Використовуючи метод логарифмування та диференціювання, обчислюють відносну похибку:

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta p_m + \Delta p_n}{p_m - p_n} + \frac{\Delta H}{H} + \frac{\Delta t_c + \Delta t_m}{t_c - t_m}. \quad (5)$$

Психометричний коефіцієнт переважно залежить від швидкості руху повітря, яка визначає коефіцієнти теплообміну та випаровування. Експериментальними дослідженнями Зворикіна (1883 р.) встановлено таку формулу для коефіцієнта A :

$$A \cdot 10^6 = 593,1 + \frac{135,1}{\sqrt{v}} + \frac{48}{v},$$

де v – швидкість руху повітря біля психрометра, м/с.

Найпростіший тип психрометра – психрометр Августа – показано на рис. 11.2, а.

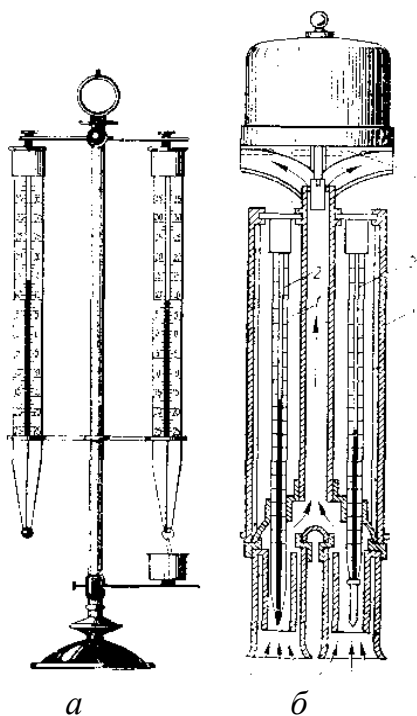


Рис. 11.2. Психрометр Августа (а): 1 – трубка; 2 – термометр; 3 – вентилятор; психрометр Асмана (б)

Психометричний коефіцієнт A дуже залежить від швидкості руху повітря в області малих значень швидкості, а при великих швидкостях змінюється мало. Тому запропоновано конструкцію психрометра з примусовим рухом повітря (рис. 11.2, б). Це так званий аспіраційний психрометр або психрометр Асмана.

Кулька правого термометра обгорнута батистом. Лівий термометр сухий. По двох трубках 1, у яких уміщено термометри 2, повітря з швидкістю 3–5 м/с продувається вентилятором 3. Батист змочують дистильованою водою за допомогою груші й піпетки.

За показами термометрів визначають температури t_c і t_m , коли вони встановляться при роботі вентилятора на повну потужність.

на повну потужність.

Знаючи t_c і t_m і користуючися таблицями, визначають m і φ .

Порядок виконання роботи

1. Визначити точку роси t_p гігрометром, як зазначалося вище. При цьому слід запобігти впливу дихання експериментатора на вологість навколо приладу. Знаючи t_k , за таблицями визначити ρ і ρ_n , а потім обчислити φ .

2. Визначити за сухим і мокрим термометрами психрометра Августа t_c t_m і за таблицями – φ . За таблицею знайти ρ_n й обчислити абсолютну вологість.

3. Змочити батист мокрого термометра аспіраційного психрометра, звернувши при цьому увагу на те, щоб вода не попала в сухий термометр і внутрішню поверхню трубки. Ключем завести вентилятор (5-6 поворотів ключа) і стежити за показами термометрів. Коли покази встановляться (через 4–5 хв), записати значення t_c та t_m , а потім, користуючися таблицями, визначити φ . За таблицею знайти ρ_n й обчислити абсолютну вологість.

4. Обчислити психрометричний коефіцієнт A для кожного психрометра за формулою (4) та відносну похибку за формулою (5).

5. Знімаючи покази термометрів, спочатку відрахувати десяті частки градуса й записати їх, а потім цілі значення.

6. У кожному випадку дослід повторити не менше трьох разів і порівняти результати.

7. Сформулювати висновки відносно методики проведення експерименту та результатів вимірювання вологості повітря.

Контрольні питання та завдання

1. Дайте визначення абсолютної вологості повітря.
2. Дайте визначення відносної вологості повітря.
3. Що таке точка роси?
4. Яка пара є насиченою?
5. Якою є водяна пара, яка міститься в повітрі при температурі, яка нижча за точку роси ?
6. Які є методи визначення вологості повітря?
7. Чи можуть сухий і змочений термометри психрометра показувати однакову температуру?
8. Удень при температурі 20°C відносна вологість повітря дорівнювала 60 %. Скільки води у вигляді роси виділиться з кожного кубічного метра повітря, якщо температура вночі знизилася до 8°C ?

Лабораторна робота № 12

Визначення відношення теплоємностей газу C_p/C_v методом Клемана й Дезорма

Мета роботи: визначити відношення теплоємностей газу C_p/C_v методом Клемана й Дезорма.

Придали й матеріали: балон об'ємом $(20-25) \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ і герметично сполучений із ним відкритий рідинний манометр та

скляні трубки з кранами; ручний насос; гумова трубка.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 101], [6, Р. 2 § 5-7] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Визначте відношення теплоємностей газу C_p/C_V .
3. Обчисліть середнє значення C_p/C_V .
4. Накресліть діаграму термодинамічних процесів, які відбуваються під час експерименту в координатах $p-V$.

Теоретичні відомості й опис приладів

Відношення питомих $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ або молярних $\frac{C_{\mu p}}{C_{\mu v}}$ теплоємностей газів відіграє важливу роль під час опису адіабатних процесів. Для газів $C_p > C_V$. Метод Клемана-Дезорма ґрунтується на адіабатному розширенні газів (у цьому випадку – повітря).

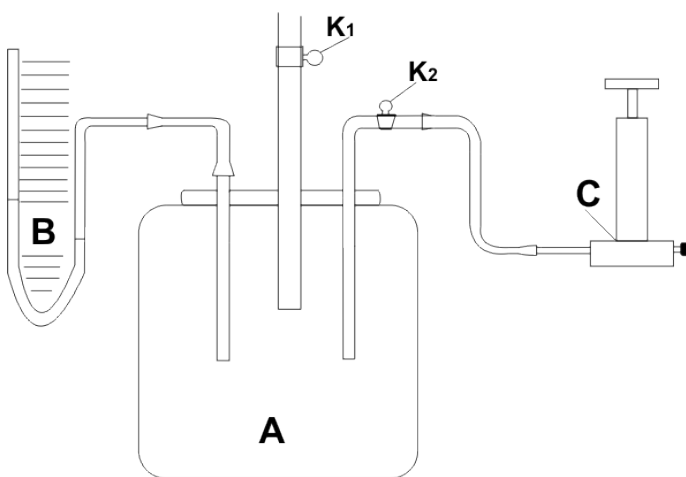


Рис. 12.1. Прилад для визначення відношення теплоємностей газу методом Клемана й Дезорма

Основою приладу (рис. 12.1) є великий скляний товстостінний балон *A*, сполучений гумовими трубками з диференціальним манометром *B* і через кран *K₂* із насосом *C*.

Кран *K₁* з'єднує балон із навколишнім повітрям.

У балон *A*, наповнений повітрям при атмосферному тиску p_0 , нагнітаємо повітря до деякого нового тиску. На шляху потоку повітря розміщується осушувач – склянка Тищенко, наповнена хлористим кальцієм. Тоді маса повітря в балоні, яка займала певний об'єм, стиснеться до тиску p_1 і займатиме менший об'єм V_1 .

Одночасно при цьому стиснена маса повітря нагріється. Припинивши накачування, зачекаємо кілька хвилин, поки температура повітря в балоні зрівняється з кімнатною T_1 , (І стан повітря). Остаточну різницю рівнів, яка встановилась у манометрі, позначимо h_1 . Тоді $p_1 = p_0 + \rho gh_1$ (ρ – густина манометричної рідини).

Відкриваємо на короткий час кран *K₁*, щоб тиск у балоні зрівняв-

ся з атмосферним $p_2 = p_o$ (при цьому рівні рідин у манометрі зрівняються), після чого закриваємо кран K_1 . Повітря в балоні швидко розшириться до об'єму V_2 (при цьому, зважаючи на малий час розширення, помітного теплообміну між стінками балона й навколишнім повітрям не буде). Температура повітря в балоні зменшується до T_2 (II стан повітря).

Чекаємо, поки температура повітря в балоні зрівняється з кімнатною T_1 . Об'єм V_2 залишається незмінним, тиск при нагріванні повітря збільшиться до p_3 . Різниця рівнів рідини в манометрі нехай буде h_2 , тоді $p_3 = p_o + \rho g h_2$ (III стан повітря).

Перехід повітря з I стану в II – адіабатний. Отже, за рівнянням Пуассона

$$p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma . \quad (1)$$

Температури повітря в станах I і III дорівнюють одна одній, тому, за законом Бойля-Маріотта, маємо:

$$p_1 V_1 = p_3 V_2 ; \quad (2)$$

Прологарифмувавши (1) і (2) та розв'язавши їх відносно γ , дістанемо:

$$\gamma = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg p_1 - \lg p_3} . \quad (3)$$

Розклавши $\lg p_1$, $\lg p_3$ у ряд Тейлора й обмежившись двома першими членами, матимемо:

$$\lg p_1 = \lg (p_o + \rho g h_1) = \lg p_o + \frac{\rho g h_1}{p_o} + \dots ,$$

$$\lg p_3 = \lg (p_o + \rho g h_2) = \lg p_o + \frac{\rho g h_2}{p_o} + \dots .$$

Підставивши ці результати в (3) і врахувавши, що $p_2 = p_o$, остаточно одержимо:

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2} . \quad (4)$$

Усі розглядувані процеси в балоні стосуються сталої маси повітря, яке було в балоні до початку дослідів.

Методом логарифмування та диференціювання формули (4) знаходимо відносну похибку $\frac{\Delta \gamma}{\gamma} = \frac{\Delta h_1}{h_1} + \frac{\Delta h_1 + \Delta h_2}{h_1 - h_2}$. Для обчислення похибки потрібно врахувати, що під час вимірювання різниці рівнів рідини у манометрі відлік проводиться у двох колінах манометра, тому $\Delta h_1 = \Delta h_2 = 2\Delta h$.

Порядок виконання роботи

1. Відкривши кран K_2 (кран K_1 закритий), накачати в балон повітря, щоб у манометрі була значна різниця рівнів рідини (20–30 см). Зафіксувати різницю рівнів h_1 , яка остаточно встановилася в манометрі після охолодження нагрітого при адіабатичному стиску повітря до температури навколишнього середовища.

2. Відкрити й швидко закрити кран K_1 після встановлення однакового рівня рідини в обох колінах манометра. Через 2–3 хв зафіксувати різницю рівнів h_2 , яка встановиться. За формулою (4) обчислити $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ для повітря і порівняти з теоретично знайденим, уважаючи повітря двохатомним газом.

3. Дослід повторити не менш як 10 разів при найбільш можливих значеннях h_1 . Здобуті результати занести в таблицю. Обчислити середнє значення γ і похибки вимірювання.

4. У координатах p – V накреслити діаграму термодинамічних процесів, які відбуваються під час експерименту.

Контрольні запитання та завдання

1. Дайте визначення питомої та молярної теплоємностей.
2. Що більше c_p чи c_v і чому? Вивести рівняння Майєра.
3. Який процес називають адіабатним? Записати перший закон термодинаміки для цього процесу.
4. Виведіть рівняння Пуассона.
5. Що таке число ступенів вільності? Який його зв'язок з γ ?
6. Чому дорівнюють теплоємності газу при ізотермічному й адіабатному процесах?
7. Як забезпечується адіабатний процес у ході виконання досліді?
8. Як і чому змінюється температура газу в балоні у процесі виконання досліді?

Лабораторна робота № 13*

Визначення відношення теплоємностей повітря за сталих тиску та об'єму

Мета роботи: вивчити процеси в ідеальних газах; визначити відношення теплоємностей C_p до C_v .

Прилади й матеріали: експериментальна установка ФПТ 1-6: Колба; блок приладів; манометр; стояк; пневмотумблер “Атмосфера”.

Завдання:

1. При підготовці до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 101], [6, § 5-7] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Визначте відношення теплоємностей газу C_p до C_v .
3. Обчисліть середнє значення $\gamma = C_p/C_v$.

Теоретичні відомості

Питомою теплоємністю речовини називається величина, що дорівнює кількості теплоти, яку потрібно надати одиниці маси речовини для підвищення її температури на один кельвін:

$$c = \frac{\delta Q}{m dT} . \quad (1)$$

Теплоємність одного моля речовини називається молярною теплоємністю:

$$C_\mu = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \frac{\delta Q}{\frac{m}{\mu} dT} , \quad (2)$$

де ν – кількість речовини; m – маса; μ – молярна маса речовини.

Значення теплоємності газів залежить від умов, за яких відбувається їх нагрівання. Згідно з першим законом термодинаміки кількість теплоти δQ , надана системі, витрачається на збільшення внутрішньої енергії dU і на виконання системою роботи δA проти зовнішніх сил:

$$\delta Q = dU + \delta A . \quad (3)$$

Приріст внутрішньої енергії ідеального газу в разі зміни його температури на dT :

$$dU = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R dT , \quad (4)$$

де i – число ступенів вільності молекули, під яким розуміється число незалежних координат, що визначають положення молекули в просторі: $i = 3$ – для одноатомної; $i = 5$ – для двоатомної; $i = 6$ – для три- та багатоатомної; R – універсальна газова стала; $R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$.

При розширенні газу система виконує роботу

$$\delta A = P dV . \quad (5)$$

Якщо газ нагрівається при сталому об’ємі ($V = const$), то $\delta A = 0$ і згідно з (3) вся одержана газом кількість теплоти витрачається тільки на збільшення його внутрішньої енергії $\delta Q_V = dU$ і, отже, враховуючи (4), молярна теплоємність ідеального газу за сталого об’єму

$$C_{\mu V} = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R . \quad (6)$$

Якщо газ нагрівається за сталого тиску $P = const$, то одержана газом кількість теплоти витрачається на збільшення внутрішньої енергії dU та виконання роботи δA :

$$\delta Q_P = dU + PdV .$$

Тоді молярна теплоємність ідеального газу за сталого тиску

$$C_{\mu P} = \frac{dU}{dT} + P \left(\frac{dV}{dT} \right)_P . \quad (7)$$

Використовуючи рівняння стану ідеального газу (рівняння Клапейрона-Менделєєва) для одного моля газу $PV = RT$, маємо: $P \left(\frac{dV}{dT} \right)_P = R$

і, отже,

$$C_{\mu P} = C_{\mu V} + R = \frac{i+2}{2} R . \quad (8)$$

$$\text{Відношення теплоємностей: } \gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{C_{\mu P}}{C_{\mu V}} = \frac{i+2}{i} . \quad (9)$$

Адіабатним називається процес, який відбувається без теплообміну із зовнішнім середовищем, $\delta Q = 0$. Практично він може бути здійснений у системі, оточеній теплоізоляційною оболонкою, але оскільки для теплообміну потрібен деякий час, то адіабатичним можна вважати також процес, який відбувається так швидко, що система не встигає вступити в теплообмін із навколишнім середовищем. Перший закон термодинаміки з урахуванням (4)–(6) для адіабатного процесу має вигляд:

$$\frac{m}{\mu} C_{\mu V} dT = -PdV . \quad (10)$$

Продиференціювавши рівняння Клапейрона-Менделєєва

$$PdV + VdP = \frac{m}{\mu} R dT$$

і підставивши dT до формули (10), одержимо

$$(C_{\mu V} + R)PdV + C_{\mu V}VdP = 0 .$$

Ураховуючи співвідношення між молярними теплоємностями ідеального газу за сталих тиску й об'єму, яке описується формулою Майера (8), а також (9), дістанемо:

$$\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0 .$$

Розв'язок записаного диференційного рівняння має вигляд:

$$PV^\gamma = const . \quad (11)$$

Рівняння (11) зветься рівнянням адіабати (рівнянням Пуассона), а введена в (9) величина γ – показником адіабати.

Метод визначення показника адіабати, який запропонували Клеман і Дезорм (1819 р.), ґрунтується на вивченні параметрів деякої маси газу, яка переходить з одного стану в інший двома послідовними процесами – адіабатним й ізохорним.

Ці процеси на діаграмі $P-V$ (рис. 13.1) зображені кривими, відповідно, $1-2$ і $2-3$. Якщо в балон, з'єднаний з відкритим водяним манометром, накачати повітря й

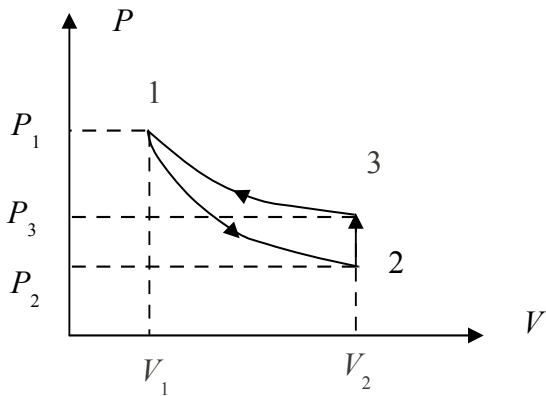


Рис. 13.1. Процеси зміни стану газу під час проведення досліду

зачекати до встановлення теплової рівноваги з навколишнім середовищем, то в цьому початковому стані 1 газ має параметри P_1, V_1, T_1 причому температура газу в балоні дорівнює температурі навколишнього середовища $T_1 = T_0$, а тиск $P_1 = P_0 + P'$ трохи вищий від атмосферного.

Якщо тепер на короткий час з'єднати балон з атмосферою, то станеться адіабатне розширення повітря. При цьому повітря в балоні перейде у стан 2 , його тиск знизиться до атмосферного: $P_2 = P_0$. Маса повітря, що залишилося в балоні, яка в стані 1 займала частину об'єму балона, розширюючися, займе весь об'єм V_2 . При цьому температура повітря, яка залишилось у балоні, знизиться до T_2 . Оскільки процес $1-2$ є адіабатний, до нього можна застосувати рівняння Пуассона (11): $P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma$ або $\frac{T_1^\gamma}{P_1^{\gamma-1}} = \frac{T_2^\gamma}{P_2^{\gamma-1}}$.

Звідси

$$\left(\frac{P_0 + P'}{P_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_0}{T_2}\right)^\gamma. \quad (12)$$

Після короткочасного з'єднання балона з атмосферою охолоджене адіабатним розширенням повітря в балоні буде нагріватися (процес $2-3$) до температури навколишнього середовища $T_3 = T_0$ за сталого об'єму $V_3 = V_2$. При цьому тиск у балоні підвищиться до $P_3 = P_2 + P''$. Оскільки процес $2-3$ є ізохорним, для нього можна застосувати закон Шарля:

$$\frac{P_2}{T_2} = \frac{P_3}{T_3},$$

звідси

$$\frac{P_0 + P''}{P_0} = \frac{T_0}{T_2}. \quad (13)$$

З рівнянь (12) та (13) дістанемо:

$$\left(\frac{P_0 + P'}{P_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{P_0 + P''}{P_0}\right)^{\gamma}.$$

Прологарифмуємо:

$$(\gamma-1)\ln\left(1 + \frac{P'}{P_0}\right) = \gamma\ln\left(1 + \frac{P''}{P_0}\right).$$

Оскільки надлишкові тиски P' та P'' дуже малі порівняно з атмосферним тиском P_0 , урахувавши те, що коли $x \ll 1$, то $\ln(1+x) \approx x$, матимемо $(\gamma-1)P' = \gamma P''$, звідки

$$\gamma = \frac{P'}{P' - P''}. \quad (14)$$

Надлишкові тиски повітря P' і P'' вимірюють за допомогою U -подібного манометра за різницею рівнів рідини з густиною ρ :

$$P' = \rho gH; \quad P'' = \rho gh. \quad (15)$$

З (14) і (13) дістанемо обчислювальну формулу для визначення γ :

$$\gamma = \frac{H}{H-h}. \quad (16)$$

Експериментальна установка

Для визначення відношення теплоємностей повітря $\gamma = \frac{C_{\mu P}}{C_{\mu V}}$, призначена експериментальна установка ФПТ 1-6, загальний вигляд якої показаний на рис. 13.2.

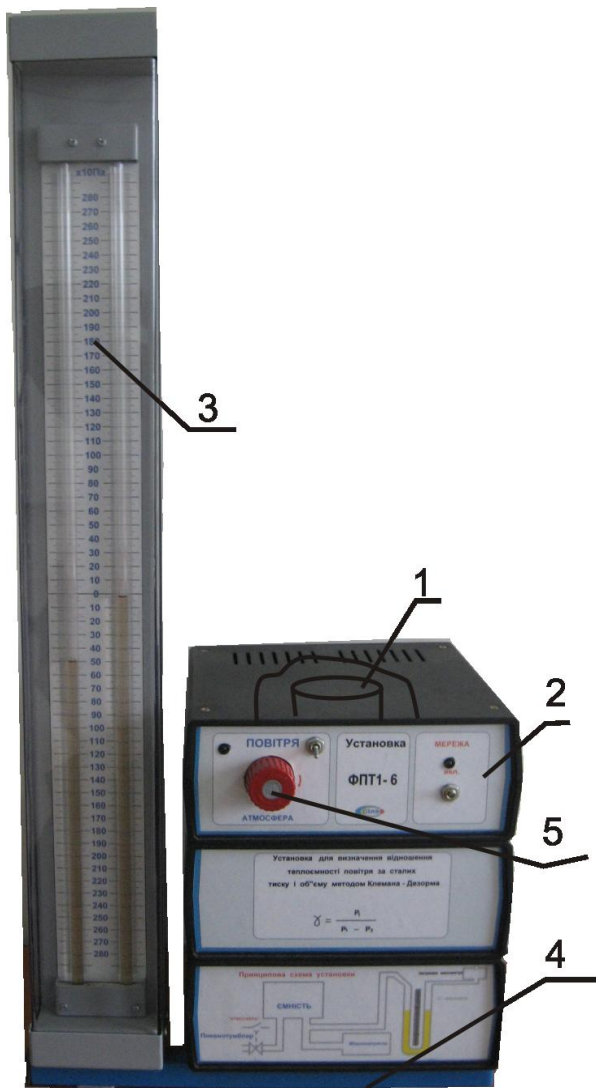


Рис. 13.2. Загальний вигляд експериментальної установки ФПТ 1-6:
 1 – колба; 2 – блок приладів; 3 – блок манометра; 4 – стояк;
 5 – пневмотумблер “Атмосфера”

Установка складається і з скляної колби 1, з’єднаної з відкритим водяним манометром 3. Повітря нагнітається в колбу мікрокомпресором, розміщеним у блоці приладів 2. Мікрокомпресор умикається тумблером "Повітря", який розміщений на передній панелі блоку приладів. Пневмотумблер "Атмосфера" 5, який розміщений на панелі блоку приладів, дає можливість з’єднати колбу з атмосферою при повертанні його за годинною стрілкою до щиглика.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути установку тумблером "Мережа".
2. Для подачі повітря в колбу увімкнути тумблер "Повітря".
3. За допомогою манометра контролювати тиск у колбі. Коли різниця рівнів води в манометрі досягне 150...250 мм вод. ст., вимкнути подачу повітря.

4. Зачекати 2...3 хв., доки температура повітря в колбі зрівняється з температурою навколишнього повітря T_0 , у колбі при цьому встановиться сталий тиск $P_1 = P_0 + \rho gH$. Визначити різницю рівнів H , яка встановилася в колінах манометра, і одержане значення занести до табл. 1.

Таблиця 1

№ вим.	H , мм. вод. ст.	h , мм. вод. ст.	γ

7. На короткий час з'єднати колбу з атмосферою, повернувши пневмотумблер "Атмосфера" за годинниковою стрілкою до щиглика.

8. Через 2...3 хв, коли в колбі встановиться сталий тиск $P_3 = P_0 + \rho gh$, визначити різницю рівнів h , яка встановилася в колінах манометра, і одержане значення занести до табл. 1.

9. Повторити виміри за пп. 2–6 не менше 10 разів за різних значень величини H .

10. Вимкнути установку тумблером "Мережа".

Обробка результатів вимірювань

1. Для кожного вимірювання визначити за формулою (16) відношення теплоємностей γ . Знайти середнє значення $\bar{\gamma}$.

2. Оцінити похибку результатів вимірювань.

Методом логарифмування та диференціювання формули (16) знаходимо відносну похибку $\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\Delta H}{H} + \frac{\Delta H + \Delta h}{H - h}$. Для обчислення похибки потрібно врахувати, що під час вимірювання різниці рівнів рідини в манометрі відлік проводиться у двох колінах манометра, тому $\Delta H = \Delta h = 2\Delta h_0$.

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке ізопроцеси і яким законам вони підкоряються? Намалюйте графіки цих процесів.

2. Сформулюйте I закон термодинаміки. Запишіть цей закон для ізобарного, ізохорного, ізотермічного й адіабатного процесів.

3. Дайте визначення питомої та молярної теплоємностей. У яких одиницях SI вони вимірюються?

4. У чому особливості теплоємності газу? Виведіть формулу для молярних теплоємностей $C_{\mu V}$ і $C_{\mu P}$ ідеального газу.

5. Дайте визначення числа ступенів свободи молекули. Чому дорівнює величина i для 1-, 2-, 3- і багатоатомного газів?

6. Який процес називається адіабатним? Наведіть різні варіанти рівняння Пуасона.

7. Обчисліть теоретичне значення показника адіабати для 1-, 2- і 3-атомного газів.

8. У чому полягає метод Клемана та Дезорма для визначення відношення $\frac{C_{\mu P}}{C_{\mu V}}$?

9. Опишіть робочий цикл експериментальної установки $P-V$ за діаграмою.

10. Виведіть обчислювальну формулу для визначення γ .

11. Як і чому змінюється температура газу в колбі під час проведення досліду?

*Лабораторна робота № 14**

Визначення відношення теплоємностей повітря за сталих тиску й об'єму резонансним методом

Мета роботи: вивчити процес поширення звукової хвилі; виміряти швидкість звуку в повітрі за різних температур; визначити відношення теплоємностей $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$.

Придали та матеріали: експериментальна установка ФПТ 1-7: блок приладів (генератор звукових коливань, цифровий індикатор, міліамперметр), блок робочого елемента, стояк; труба з нагрівником.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 103], [2, § 16.5], [6, Р. 2 § 5-7] і теоретичні відомості запропонованого посібника.

2. Визначте частоту 1-го резонансу за більшим відхиленням стрілки на шкалі „індикатор резонансу”.

3. Визначте частоту 2...6 резонансів.

4. Повторіть виміри ще при двох різних температурах.

5. Побудуйте графіки залежності резонансної частоти від номера резонансу.

6. Визначте швидкість звуку та відношення теплоємностей.

Теоретичні відомості

Механічна хвиля – це поширення механічних коливань у пружному середовищі. Нехай уздовж однорідного циліндричного зразка з площею поперечного перерізу S поширюється поздовжня хвиля. Це означає, що по всій довжині зразка із швидкістю v поширюється відносна деформація $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$ (рис. 14.1). Виділивши деяку частину зразка, знайдемо густину недеформованого середовища:

$$\rho = \frac{m}{Sl}, \quad (1)$$

де l – довжина виділеної частинки зразка.

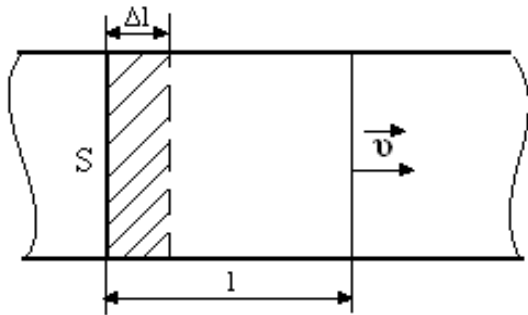


Рис. 14.1. Схема поширення збурення вздовж однорідного зразка

знаменник на величину $(l + \Delta l)$:

$$\rho + \Delta\rho = \frac{m(l + \Delta l)}{S(l^2 - \Delta l^2)}.$$

Ураховуючи, що $\Delta l^2 \ll l^2$, дістанемо:

$$\rho + \Delta\rho = \frac{m(l + \Delta l)}{Sl^2} = \frac{m}{Sl} + \frac{m\Delta l}{Sl^2}.$$

Звідси, ураховуючи формулу (1), маємо

$$\rho + \Delta\rho = \rho + \rho \frac{\Delta l}{l},$$

або $\Delta\rho = \rho\varepsilon$.

(3)

Поширення збурення – це рух ділянки стиску зі швидкістю v уздовж зразка. За проміжок часу dt через поперечний переріз пройде ділянка стиску довжиною $dx = v dt$. Маса цієї ділянки $dm = \Delta\rho S dx$, або, ураховуючи (3), $dm = \rho\varepsilon S v dt$.

Маса dm рухається зі швидкістю v і має імпульс $v dm = \rho\varepsilon S v^2 dt$. Ця зміна імпульсу маси dm (оскільки до проходження збурення ця маса перебувала у спокої) за другим законом динаміки Ньютона дорівнює добутковій діючій на неї сили пружності й часу її дії. З іншого боку, $\varepsilon S v^2 dt = F dt$. Записуючи силу пружності за законом Гука

$$\frac{F}{S} = E \frac{\Delta l}{l}, \quad (4)$$

дістанемо $F dt = E \varepsilon S dt$, де E – модуль пружності.

Отже,

$$\rho \varepsilon S v^2 dt = E \varepsilon S dt ,$$

звідки

$$v^2 = \frac{E}{\rho}$$

або

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} . \quad (5)$$

Якщо пружна хвиля поширюється у газі, який міститься в гладенькій прямолінійній трубці зі сталим поперечним перерізом, то, урахувавши, що, на відміну від твердих тіл, гази не чинять опору зсуву, у них можуть виникати тільки поздовжні хвилі. Отже, швидкість поширення пружної хвилі у газі може обчислюватися за формулою (5). Визначимо величину E для газу. Якщо за дії сили F на деякий об'єм газу тиск у ньому одержить приріст ΔP стосовно тиску газу P в незбуреному стані, то, за аналогією з (4),

$$\Delta P = E \frac{\Delta V}{V} .$$

Уважаючи зміни тиску dP і об'єму dV нескінченно малими, можна записати:

$$E = -\frac{dP}{\frac{dV}{V}} , \quad E = -\frac{V dP}{dV} \quad (6)$$

де знак мінус означає, що збільшення тиску відповідає зменшенню об'єму.

Нехай у газі поширюється звукова хвиля, яка є пружною хвилею малої інтенсивності, здатна викликати відчуття звуку, із частотою від 16 до 20 000 Гц. Коливання густини у звуковій хвилі відбувається так швидко, що теплообмін між шарами газу, які мають різні температури, не встигає відбутися. Тому процес поширення звукової хвилі в газі можна вважати адіабатним і до нього можна застосувати рівняння Пуассона $PV^\gamma = \text{const}$.

Диференціюючи це рівняння, одержуємо: $V^\gamma dP + \gamma PV^{\gamma-1} dV = 0$.

Звідси

$$\frac{V dP}{dV} = -\gamma P . \quad (7)$$

$$\text{З (6) і (7) знайдемо } E = \gamma P . \quad (8)$$

Визначивши P з рівняння Клапейрона-Менделєєва й урахувавши, що густина газу $\rho = \frac{m}{V}$, дістанемо:

$$P = \frac{\rho RT}{\mu} .$$

Підставимо значення P у (8), і тоді

$$E = \gamma p \frac{RT}{\mu} . \quad (9)$$

Підставивши співвідношення (9) у формулу (5), матимемо формулу Лапласа для обчислення швидкості звуку в газі:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} , \quad (10)$$

із якої випливає:

$$\gamma = \frac{v^2 \mu}{RT} = \frac{C_P}{C_V} . \quad (11)$$

Отже, для визначення відношення теплоємностей газу γ достатньо виміряти його температуру T та швидкість поширення звуку v в цьому газі.

Швидкість звуку за даної температури може бути визначена резонансним методом. Під час поширення хвилі вздовж закритого каналу вона багаторазово відбивається від торців, і звукові коливання в каналі є результатом накладання цих відбитих хвиль. Якщо довжина каналу L дорівнює цілому числу півхвиль $L = \frac{n\lambda}{2}$ (n – будь-яке ціле число; λ – довжина хвилі), то хвиля, відбита від торця каналу, повернувшись до його початку й знову відбиваючися, збігається за фазою з прямою хвилею. Такі хвилі підсилюють одна одну, амплітуда коливань при цьому різко зростає – настає резонанс. Під час звукових коливань шари газу, прилеглі до торців каналу, не зазнають зміщення. У цих місцях утворюються вузли зміщення, які повторюються через $\lambda/2$ по всій довжині каналу. Між вузлами містяться максимуми зміщення (пучності). Швидкість звуку v зв'язана із частотою коливань ν і довжиною хвилі λ співвідношенням $v = \lambda\nu$, з урахуванням якого умову резонансу можна записати в такому вигляді:

$$2Lv_0 = n v , \quad (12)$$

де ν_0 – резонансна частота, v – швидкість звуку.

Залежність (12) резонансної частоти від номера резонансу n може бути перевірена експериментально. Змінюючи частоту коливань за сталої довжини каналу, необхідно побудувати графік залежності $\nu_0 = f(n)$, за кутовим коефіцієнтом якого $K_a = \frac{v}{2L}$ визначається швидкість звуку.

Експериментальна установка

Для визначення відношення теплоємностей повітря $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ резонансним методом існує експериментальна установка ФПТ 1-7, загальний вигляд якої показано на рис. 14.2.

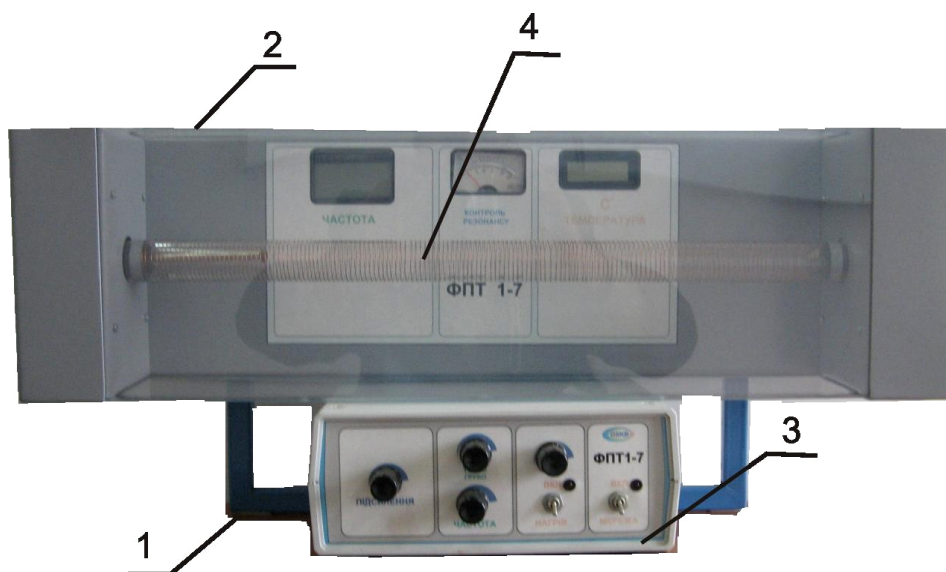


Рис. 14.2. Загальний вигляд експериментальної установки ФПТ 1-7:
 1 – блок приладів; 2 – блок робочого елемента; 3 – стояк;
 4 – труба з нагрівником

Робочий елемент установки – це скляна трубка завдовжки $L = (51 \pm 0,5) \text{ см}$, на торцях якої розміщені телефон і мікрофон. Температуру повітря в трубці можна змінювати за допомогою нагрівальної спіралі, намотаної на трубку. Потужність нагрівника установлюється регулятором „Нагрів”, який розміщений на передній панелі блоку приладів 1.

Температура повітря в трубці вимірюється напівпровідниковим термометром і реєструється на цифровому індикаторі „Температура”. У блоці приладів розміщений генератор звукових коливань, підімкнений до телефону, який збуджує звукові коливання в трубці. Частота коливань, які задаються звуковим генератором, регулюється ручками „Грубо” й „Точно” та реєструється на цифровому індикаторі „Частота”. Сигнал від мікрофона вимірюється міліамперметром – „індикатором резонансу”, чутливість якого регулюється ручкою „Підсилення”. Максимальні значення струму, зареєстровані міліамперметром під час плавної зміни частоти коливань, відповідають появі резонансу на каналі. Довжину труби L указано на робочому місці.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути установку тумблером „Мережа”.

2. Ручки „Грубо” й „Точно” встановити в крайнє лівє положення. Ручкою „Підсилення” відрегулювати чутливість „індикатора резонансу” (стрілка має бути приблизно на третині шкали).

3. Плавно збільшуючи за допомогою ручок „Грубо” й „Точно” частоту коливань, які задаються звуковим генератором, визначити частоту 1-го резонансу за більшим відхиленням стрілки на шкалі „індикатора резонансу”. Результат вимірювання занести до таблиці.

4. Плавно збільшуючи частоту коливань за допомогою ручок „Грубо” й „Точно” та вибираючи потрібну чутливість системи індикації резонансу рукояткою „Підсилення”, визначити частоту 2...6 резонансів. Роблячи виміри при зменшенні частоти, переконатися в повторюваності результатів. Результати вимірювань занести до табл. 1.

Таблиця 1

№ резонансу	$t^1, ^\circ C$			$t^2, ^\circ C$			$t^3, ^\circ C$		
	ν , Гц	ν , м/с	γ	ν , Гц	ν , м/с	γ	ν , Гц	ν , м/с	γ

5. Увімкнути тумблер „Нагрів” і регулятором температури нагріву досягти температури повітря в трубі $t_2=40...45 ^\circ C$. Після стабілізації температури повторити виміри за пп. 2–4.

6. Збільшуючи нагрів, досягти температури повітря в трубі $t_3=55...60 ^\circ C$. Після стабілізації температури повторити виміри за пп. 2-4.

7. Регулятор температури нагріву вивести в крайнє лівє положення, вимкнути тумблер „Нагрів”, ручки „Підсилення”, „Грубо” й „Точно” встановити в крайнє положення, після чого вимкнути установку тумблером „Мережа”.

Обробка результатів вимірювань

1. Побудувати графіки залежності резонансної частоти від номера резонансу $\nu_0=f(n)$ для кожної температури та визначити кутові коефіцієнти K_a для кожного графіка.

2. Для кожного значення температури повітря в трубі, використовуючи знайдені кутові коефіцієнти K_a , визначити швидкість звуку ν за формулою $\nu=2LK_a$ та відношення теплоємностей за формулою (11), ураховуючи, що молярна маса повітря $\mu=29\cdot 10^{-3}$ кг/моль.

3. Оцінити похибку результатів вимірювань.

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке пружна хвиля? Охарактеризуйте процес поширення пружної хвилі в газі.
2. Виведіть формулу швидкості поширення пружної хвилі.
3. Сформулюйте 1 закон термодинаміки. Запишіть цей закон для ізобарного, ізохорного, ізотермічного й адіабатного процесів.
4. Виведіть формулу Майера.
5. Виведіть рівняння Пуассона.
6. Що таке адіабатний процес? Чому процес поширення звукової хвилі в газі є адіабатний?
7. Що таке звукова хвиля? Виведіть формулу швидкості звуку в газі.
8. У чому полягає резонансний метод визначення швидкості звуку в газі?
9. Чому при поширенні звуку в закритому каналі можуть утворюватись вузли та скупченості? За якої умови вони утворюються?
10. Як змінюється швидкість звуку в повітрі зі зміною його температури?

Лабораторна робота № 15

Визначення водяного еквівалента калориметра й термометра

Мета роботи: знайти дослідним шляхом і за допомогою обчислення водяні еквіваленти калориметра та ртутного термометра; порівняти результати, одержані різними способами.

Прилади й матеріали: калориметр із мішалкою; ртутний і спиртовий термометри із ціною поділки $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$; мензурка об'ємом до 100 мл; технічні терези; вода кімнатної температури; гаряча вода.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1], [2], [7] і теоретичні відомості цього посібника.
2. Визначте експериментально водяний еквівалент калориметра.
3. Визначте експериментально водяний еквівалент термометра.
4. Обчисліть водяні еквіваленти калориметра та ртутного термометра.

5. Порівняйте результати одержані різними способами.

Теоретичні відомості й опис приладу

Теплоємність тіла C – це кількість теплоти, яка потрібна для зміни його температури на 1 K .

Питома теплоємність речовини c – це величина, яка дорівнює відношенню кількості теплоти Q , потрібної для нагрівання однорідного тіла, до його маси m і різниці температур ΔT , тобто $c = \frac{Q}{m \cdot \Delta T}$.

Для проведення теплових процесів використовують спеціальні прилади, які називають калориметрами.

Калориметр – це прилад, який використовується для вимірювання кількості теплоти, що віддається або вбирається тілами у різноманітних процесах теплообміну. Сукупність тіл, між якими відбувається теплообмін, називається калориметричною системою. Найбільш поширеними є рідинні калориметри. Методи калориметрії застосовуються в багатьох галузях науки та техніки, і тому існує чимало різних конструкцій калориметрів. Найпростіший, так званий калориметр змішування (рис. 15.1), складається з посудини циліндричної форми 1 ,

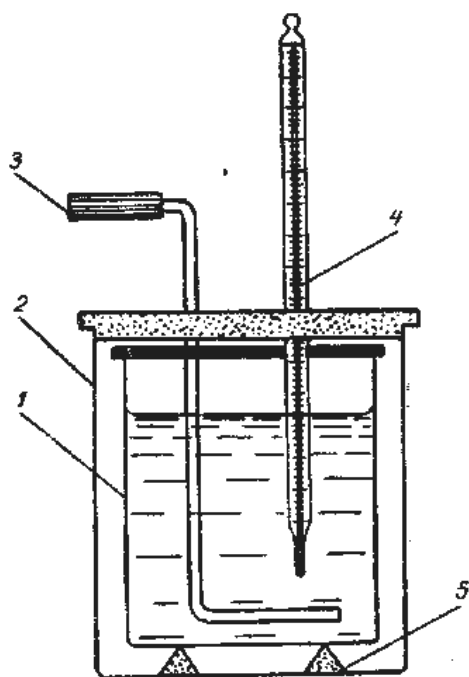


Рис. 15.1. Найпростіший калориметр: 1 – посудина; 2 – посудина більших розмірів; 3 – мішалка; 4 – термометр; 5 – ізоляційна підставка

яка виготовлена з металу високої теплопровідності (мідь, латунь, алюміній; товщина стінок по можливості мінімальна).

Для захисту від теплообміну із зовнішнім середовищем вона вставляється на теплоізоляційній підставці 5 у посудину 2 більших розмірів. Як калориметричну рідину використовують дистильовану воду (її переваги – доступність, простота очищення та незмінність складу), а також різні масла. Для вирівнювання температури рідини (води) у всьому об'ємі користуються мішалкою 3 . Термометром 4 вимірюють температуру рідини на початку й у кінці процесу теплообміну.

При калориметричних вимірюваннях теплових сталих різних речовин енергія витрачається не

лише на забезпечення протікання досліджуваного теплового процесу, а й на нагрівання самого калориметра, мішалки й інших частин калориметричної установки. Ці затрати теплової енергії часто доводиться знаходити й потім ураховувати при обчисленні досліджуваних сталих речовин. Нерідко безпосереднє визначення затрат теплової енергії, що йде на нагрівання калориметра, мішалки, термометра й т. д., ускладнюється відсутністю відомостей про природу й масу матеріалів, із яких виготовлені ці частини цієї установки. Тому в практиці калориметричних вимірювань вводяться й широко використовуються поняття так званих теплових еквівалентів різних тіл.

Тепловий еквівалент будь-якого однорідного тіла дорівнює добутку його маси на питому теплоємність, тобто теплоємності даного тіла. Для системи тіл тепловий еквівалент визначається сумою добутків відповідних мас на їх питомі теплоємності, тобто дорівнює сумі теплоємностей цих тіл. Якщо як калориметрична рідина використовується вода, то для зручності використовують водяний еквівалент.

Під водяним еквівалентом будь-якого тіла розуміють кількість теплової енергії, яка необхідна для нагрівання його на $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ і чисельно дорівнює масі води, для нагрівання якої також на $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ потрібна така сама кількість теплової енергії, як і на нагрівання даного тіла.

Отже, маса води, якою можна замінити калориметр із мішалкою:

$$m_e = \frac{\omega_k}{c_e}$$

Якщо числові значення теплових еквівалентів калориметра, мішалки й термометра незначні порівняно з кількостями теплоти, які затрачається на протікання досліджуваних процесів, і самі вимірювання теплових сталих цих процесів виконуються з невисоким ступенем точності, то їх не визначають і не беруть до уваги при остаточних підрахунках шуканих величин. В усіх інших випадках еквіваленти калориметра, мішалки, термометра й т. д. слід обчислювати або знаходити дослідним шляхом.

Нехай дана калориметрична установка складається з простого калориметра й мішалки, що мають маси m_1 , m_2 і питомі теплоємності c_1 , c_2 . Тоді водяний еквівалент калориметра з мішалкою

$$\omega_k = m_1 c_1 + m_2 c_2 . \quad (1)$$

Отже, водяний еквівалент калориметра ω_k визначається дуже просто, якщо відомі матеріали, з яких виготовлені калориметр і мішалка, і легко можна визначити їх маси. У тих же випадках, коли не-

відомо, із яких матеріалів виготовлені всі частини калориметричної установки або важко знайти маси окремих частин, як це має місце у багатьох типів електрокалориметрів, єдиним способом визначення водяного еквівалента залишається дослід.

При нетривалих і не дуже точних вимірюваннях можна вважати, що калориметрична рідина, сам калориметр і його допоміжні частини за час досліду не встигнуть віддати помітну кількість теплоти зовнішньому середовищу. Під час точніших калориметричних вимірювань треба вводити відповідні поправки.

Завдання 1. Визначення водяного еквівалента калориметра

Порядок виконання роботи

1. Знаходять масу m_k внутрішньої частини калориметра з усіма її допоміжними частинами, якщо вони є в конструкції, шляхом зважування на технічних терезах.

2. Наповнюють внутрішню посудину калориметра приблизно до половини водою кімнатної температури й знову зважують. Нехай тепер її маса з водою m_1 , тоді різниця $(m_1 - m_k)$ дає масу води m , яка налита в калориметр.

3. Поміщають внутрішню посудину калориметра в зовнішню, опускають у воду термометр і вимірюють її температуру t_1 .

4. Визначають температуру гарячої води t_2 і наливають в калориметр із холодною водою таку її кількість, що приблизно дорівнює половині кількості холодної води. Після цього воду перемішують, поки в калориметрі не встановиться стан термодинамічної рівноваги, і вимірюють кінцеву температуру суміші θ .

5. Знову зважують внутрішню посудину калориметра. Нехай тепер її маса буде m_2 . Різниця $(m_2 - m_1)$ дасть масу долитої в калориметр гарячої води m_3 .

6. На підставі проведених дослідів складають рівняння теплового балансу цього процесу, нехтуючи тією кількістю теплоти, яка втрачена калориметром у навколишнє середовище. Гаряча вода при охолодженні віддала $m_3c(t_2 - \theta)$ теплоти, де c – питома теплоємність води. Ця теплота пішла на нагрівання холодної води й самого калориметра, які одержали $(mc + m_k c_k)(\theta - t_1)$ тепла, де c_k – питома теплоємність матеріалу, із якого виготовлений калориметр. Користуючися законом збереження та перетворення енергії, записують рівняння теплового балансу в такому вигляді:

$$m_3c(t_2 - \theta) = (mc + m_k c_k)(\theta - t_1).$$

Звідси визначають шукану величину водяного еквівалента калориметра:

$$\omega_k = \frac{cm_3(t_2 - \theta) - cm(\theta - t_1)}{(\theta - t_1)} = \frac{cm_3(t_2 - \theta)}{(\theta - t_1)} - cm. \quad (2)$$

Цією формулою й користуються при знаходженні водяного еквівалента калориметра дослідним шляхом.

Абсолютну похибку знайдемо методом диференціювання

$$\Delta\omega_k = \frac{(\Delta m_3(t_2 - \theta)c + 2\Delta tcm_3)}{(\theta - t_1)} + \frac{2\Delta tcm_3(t_2 - \theta)}{(\theta - t_1)^2} + \Delta mc.$$

Завдання 2. Визначення водяного еквівалента термометра

При визначенні водяних еквівалентів ртутних термометрів дуже зручним є те, що теплові еквіваленти невеликих однакових об'ємів скла та ртуті є майже однаковими. Справді, питома теплоємність скла становить $795,492 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, ртуті – $138,1644 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, а густини, відповідно, дорівнюють 2500 і $13\,600 \text{ кг}/\text{м}^3$. Отже, тепловий еквівалент 1 м^3 скла $\omega_c = c\rho V = 795,492 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}) \cdot 2500 \text{ кг}/\text{м}^3 \cdot 1 \text{ м}^3 = 1,9887 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{К}$ і такого самого об'єму ртуті $\omega_{\text{рт}} = 138,1644 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К}) \cdot 13600 \text{ кг}/\text{м}^3 \cdot 1 \text{ м}^3 = 1,879 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{К}$.

Із наведених розрахунків видно, що водяні еквіваленти одиниці об'єму скла та ртуті відрізняється лише на $0,11 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{К}$.

Зрозуміло, що тепловий еквівалент ртутного термометра можна визначити за виміряним об'ємом його зануреної частини, прийнявши, що тепловий еквівалент одиниці об'єму ртутного термометра становить $1,93 \cdot 10^6 \text{ Дж}/(\text{К}\cdot\text{м}^3)$.

Об'єм зануреної частини термометра V знаходять за допомогою мензурки. Тоді водяний еквівалент термометра

$$\omega_{\text{т}} = V \cdot 1,93 \cdot 10^6 \text{ Дж}/(\text{К}\cdot\text{м}^3). \quad (3)$$

Отже, водяний еквівалент ртутного термометра можна визначити як безпосередньо на досліді, і способом обчислення, описаним вище. Для спиртових термометрів залишається тільки дослідний шлях, оскільки теплові еквіваленти скла та спирту, узяті в однакових об'ємах, значно різняться між собою.

Порядок виконання роботи

1. Наливають у калориметр невелику кількість води (близько 50 г , залежно від об'єму зануреної частини термометра). Масу цієї води m визначають так само, як і в першому завданні (пункт перший).
2. Вимірюють термометром температуру води t_1 .

3. Нагрівають досліджуваний термометр у гарячій воді до температури t_2 .

4. Швидко занурюють термометр у калориметр із холодною водою. Термометр віддасть калориметру з водою деяку кількість тепла, і їх спільна температура дорівнюватиме θ .

5. Тепер, як і в попередньому завданні, складають рівняння теплового балансу.

$$\omega_T(t_2 - \theta) = (mc + \omega_k)(\theta - t_1), \quad (4)$$

де ω_k – водяний еквівалент калориметра, визначений у першому завданні.

З рівняння (4) визначаємо шукану величину водяного еквівалента термометра:

$$\omega_T = \frac{(mc + \omega_k)(\theta - t_1)}{t_2 - \theta}. \quad (5)$$

Відносну похибку знаходимо методом диференціювання:

$$\frac{\Delta\omega_T}{\omega_T} = \frac{\Delta mc + \Delta\omega_k}{mc + \omega_k} + \frac{2\Delta t}{\theta - t_1} + \frac{2\Delta t}{t_2 - \theta}.$$

У цій роботі водяні еквіваленти калориметра та ртутного термометра знаходять і дослідним шляхом, і шляхом обчислення, використавши формули (1) і (3). Після цього порівнюють одержані різними способами результати.

Контрольні запитання та завдання

1. Що називають питомою теплоємністю?
2. Запишіть рівняння теплового балансу.
3. Що таке тепловий еквівалент калориметра?
4. Що таке водяний еквівалент калориметра, термометра?
5. Чому внутрішню посудину калориметра не виготовляють із заліза?
6. Яке призначення зовнішньої посудини калориметра?
7. Як виміряти температуру 1 см³ води?
8. Які основні джерела похибок під час проведення калориметричних дослідів?

Лабораторна робота № 16

Визначення кількості теплоти, яка втрачається калориметром у навколишнє середовище

Мета роботи: визначити кількість теплоти, яка втрачається калориметром у навколишнє середовище.

Прилади й матеріали: калориметр з мішалкою; термометр; тверде тіло; яке погано проводить тепло (гума, каучук); нагрівник; вода; секундомір.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1], [2], [7] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Побудуйте графік зміни температури води калориметра з часом.
3. Побудуйте графіки залежності швидкості охолодження калориметра від температури навколишнього середовища.

Теоретичні відомості та опис приладів

Під час визначення методом змішування теплоємності твердих тіл, зокрема поганих провідників тепла, проходить значний проміжок часу від занурення нагрітого тіла у воду калориметра до моменту, коли температура води та тіла стане однаковою й роблять відлік кінцевої температури води. За цей час унаслідок випаровування води та випромінювання втрата теплоти в навколишнє середовище буде значною й нехтувати нею не можна.

Часто цю втрату враховують на підставі закону Ньютона. Згідно з яким утрата теплоти Q прямо пропорційна площі поверхні цього тіла S , часові τ і різниці температур тіла Θ та навколишнього середовища t , тобто:

$$Q = \alpha (\Theta - t) S \tau. \quad (1)$$

Тут α – коефіцієнт пропорційності, який називається коефіцієнтом тепловіддачі. Він характеризує собою умови теплообміну між поверхнею твердого тіла та навколишнім середовищем і вимірюється, як це впливає із рівняння (1), у CI у $вт/(m^2 \cdot град)$. Отже, коефіцієнт тепловіддачі чисельно дорівнює кількості теплоти, переданої за одиницю часу через одиницю площі поверхні при різниці температур між поверхнею та рідиною чи газом в $1^\circ C$.

Наведений вище закон Ньютона є емпіричним, і його застосування обмежується випадком, коли $\Theta - t \leq 5^\circ\text{C}$.

Тому температура в калориметрі не повинна відрізнятися від температури навколишнього середовища більш ніж на 5°C .

Втрати теплоти калориметра в навколишнє середовище у випадку, коли $\Theta - t > 5^\circ\text{C}$, можуть бути обчислені графічним методом. Для цього, опустивши нагріте тіло в калориметр, починають перемішувати в ньому воду і записують її температуру через рівні проміжки часу. Спостереження продовжують, аж поки температура води, досягнувши найвищого значення, не понизиться на декілька градусів. Результати спостережень зображують графічно. Приблизний хід кривої наведений на рис. 16.1.

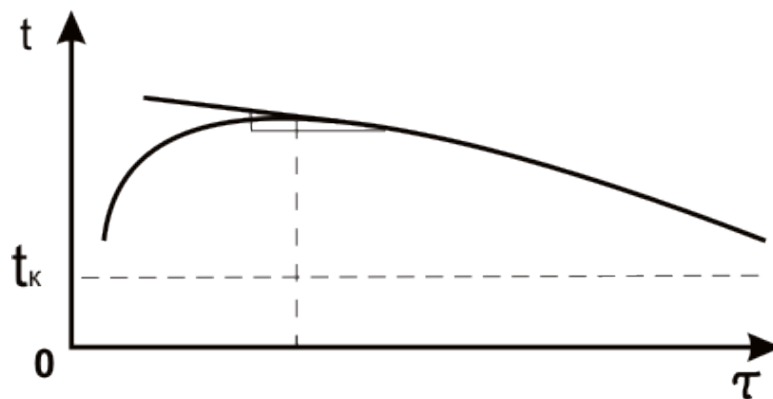


Рис. 16.1. Графік охолодження калориметра

Із графіка видно, що після того як температура води в калориметрі досягла найвищого значення, починається її охолодження. Спочатку швидкість зниження температури нерівномірна, а через деякий час вона стає постійною. Ця швидкість дорівнює тангенсу кута нахилу прямолінійної ділянки графіка до осі температур. За температури, близької до кімнатної, швидкість охолодження води й тіла в калориметрі зменшується і при кімнатній температурі стає дорівнює нулю.

Отже, у розглянутому процесі маємо дві швидкості охолодження: одну при температурі, починаючи з якої охолодження води й тіла в калориметрі відбувається рівномірно, і другу – при кімнатній температурі, за якої зниження температури води дорівнює нулю. Використаємо значення цих швидкостей і побудуємо ще один графік залежності швидкості охолодження від температури. Для цього по осі абсцис відкладають значення температур, а по осі ординат – швидкості охолодження (рис. 16.2). Нехай точка M відповідає температурі води в калориметрі, за якої швидкість охолодження стала постійною,

а ордината ML – величина швидкості охолодження води при цій температурі. Точка K відповідає кімнатній температурі, за якої швидкість охолодження дорівнює нулю.

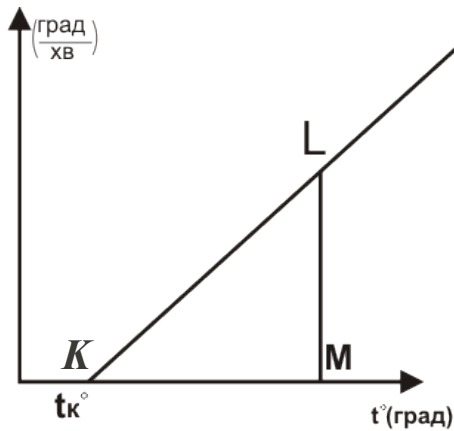


Рис. 16.2. Графік залежності швидкості охолодження калориметра від температури навколишнього середовища

Отож пряма KL дає можливість визначити поправку для будь-якої температури в інтервалі від кімнатної температури до температури, яка відповідає початку сталої швидкості охолодження.

Легко зрозуміти, що температура води в калориметрі досягає максимального значення трохи раніше, ніж настає повна теплова рівновага в калориметрі.

Справді, у момент настання теплової рівноваги середня темпе-

ратура тіла дещо вища від температури води й тіло віддає воді стільки теплоти, скільки калориметр утрачає її у навколишнє середовище. Отже, рівновага настає дещо пізніше, і саме з цього часу зниження температури води відбувається рівномірно. Тому можна припустити, що швидкість охолодження, яка відповідає ординаті точки L , збігається з моментом часу, коли тіло й вода досягли однакової температури і стали охолоджуватися з однаковою швидкістю.

Користуючися графіком (рис. 16.2), знаходять ту найвищу температуру, яку б мала вода в калориметрі після занурення в неї гарячого тіла, якщо б не було втрат теплоти в навколишнє середовище.

Нехай t_1 означає температуру води в момент занурення тіла в калориметр. Через рівні проміжки часу в n хвилин ця температура буде відповідати $t_2, t_3, t_4 \dots$. Можна припустити, що протягом кожного з цих невеликих інтервалів часу (по n хвилин) температура залишається незмінною й дорівнює за величиною середньому значенню:

$$\frac{t_1+t_2}{2}, \frac{t_2+t_3}{2}, \frac{t_3+t_4}{2} \dots$$

Якщо, наприклад, на графіку (рис. 16.2) температурі $\frac{t_1+t_2}{2}$ відповідає швидкість охолодження a град/хв, теплота, утрачена протягом проміжку n хвилин, була б достатньою для підвищення температури калориметра з водою та тілом на n хв $\cdot a$ град/хв = na град.

Аналогічно, якщо швидкість охолодження при середній температурі $\frac{t_2+t_3}{2}$ другого проміжку часу дорівнює b град /хв, то теплоти, утраченої за другий проміжок у n хвилин, було б достатньо для підвищення температури тіла й води калориметра nb град. Так само знаходимо кількість теплоти, утраченої в кожному із наступних інтервалів часу, і число градусів, на яке піднялася б температура води калориметра та температура тіла за відсутності втрат теплоти.

Припустімо, що тіло й вода набули однакової температури в кінці i -того проміжку часу. Тоді найвища однакова температура за відсутності втрат була б досягнута за умови, якщо всю втрачену теплоту можна було б повернути системі. Визначимо температурну поправку, яку потрібно додати до температури в цей момент часу, і одержимо температуру, яка була б досягнута за відсутності втрат теплоти. Для цього знаходимо суму i доданків виду

$$na + nb + nc + \dots$$

Так само мають бути обчислені поправки для температур, зафіксованих після досягнення системою найвищої температури.

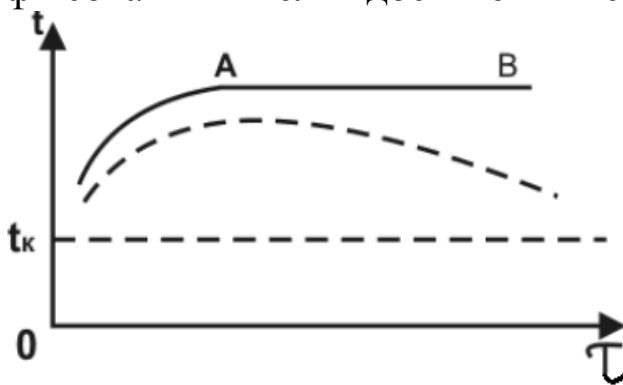


Рис. 16.3. Криві зміни температури води в калориметрі: пунктирна – без урахування втрат у навколишнє середовище; суцільна – з урахуванням утрат

Виправлені значення наносять на графік (рис. 16.3). Частина цієї кривої AB є прямою лінією, паралельною осі абсцис. Температура, яка відповідає цій прямій ділянці графіка, є тією найвищою температурою, яку мали б вода калориметра й тіло при відсутності втрат теплоти у навколишнє середовище.

Порядок виконання роботи

1. Нагрівають тіло (поганий провідник теплоти), поміщаючи його на 20–30 хв у киплячу воду.
2. Опускають нагріте тіло в калориметр з водою. Записують зміни температури води в калориметрі через кожні 1–2 хв. Будують графік зміни температури води калориметра із часом.
3. За даними досліду будують графік залежності швидкості охолодження від температури.
4. Знаходять виправлені значення температури води та тіла в калориметрі протягом досліду й наносять їх на графік.

Контрольні запитання та завдання

1. Фізичний зміст температури (для газів, рідин і твердих тіл).
2. Як відбуваються втрати тепла?
3. Від чого залежить теплота втрат?
4. Що таке термодинамічна шкала температур?
5. Чи однаковий кут нахилу графіка залежності швидкості охолодження калориметра від температури повітря для різних тіл з різною теплоємністю?
6. Яке призначення складових частин калориметра?
7. Чому температура в калориметрі не повинна відрізнятися від температури навколишнього середовища більш ніж на $5\text{ }^{\circ}\text{C}$?

Лабораторна робота № 17

Визначення питомої теплоти пароутворення води

Мета роботи: визначити питому теплоту пароутворення води.

Прилади й матеріали: калориметр; змійовик; технічні терези з важками; барометр; термометр; електроплитка.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 128], [6, Р. 7 § 4] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Визначте тепловий еквівалент калориметра.
3. Визначте масу сконденсованої водяної пари в мідному циліндрі.
4. Обчисліть питому теплоту пароутворення води.

Теоретичні відомості й опис приладів

Оскільки, питома теплота пароутворення та конденсації при однаковій температурі і тиску рівні між собою, то у роботі визначають питому теплоту пароутворення водяної пари за питомою теплотою її конденсації при температурі кипіння та при атмосферному тиску. Такий метод дає більш точні результати.

Сконденсована водяна пара скупчується в мідному змійовику 4 (рис. 17.1), який розміщений у калориметрі. У калориметрі містяться також термометр і мішалка. Водяна пара надходить у змійовик із нагрівника-кип'ятильника 1 через сухопарник 3, призначення якого –

затримувати сконденсовану в рідину пару, щоб у циліндр надходила тільки суха пара.

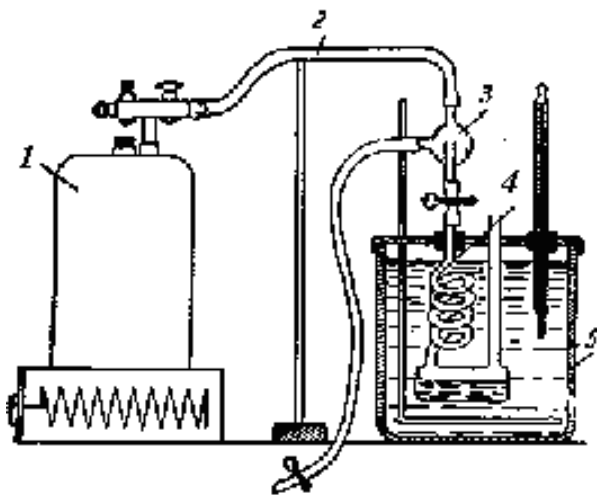


Рис. 17.1. Установка для визначення питомої теплоти пароутворення: 1 – нагрівник-кип'ятильник; 2 – під'єднувальна трубка; 3 – сухопарник; 4 – мідний змійовик; 5 – калориметр

температури води в калориметрі; K – тепловий еквівалент калориметра:

Теплота, яка виділяється при конденсації водяної пари, іде на нагрівання калориметра. Питому теплоту конденсації водяної пари при температурі кипіння води визначають із рівняння теплового балансу:

$$mr + mc(t_1 - \theta) = (c_B m_B + K)(\theta - t_2),$$

де m – маса сконденсованої пари; r – питома теплота конденсації пари; m_B – маса води в калориметрі; c_B – питома теплоємність води; t_1 – температура кипіння води при даному атмосферному тиску; t_2 і θ – початкова та кінцева

$$r = \frac{(c_B m_B + K)(\theta - t_2) - mc(t_1 - \theta)}{m} \quad (1)$$

Користуючися співвідношенням (1), можна методом диференціювання знайти абсолютну похибку:

$$\Delta r = \frac{(\Delta\theta + \Delta t_2)(c m_B + K) + (\theta - t_2)(c \Delta m_B + m_B \Delta c + \Delta K)}{m} + \frac{(\theta - t_2)(c m_B + K) \Delta m}{m^2} + \text{Відносна}$$

$$+ (t_1 - \theta) \Delta c + c(\Delta t_1 + \Delta\theta).$$

$$\text{похибка } \varepsilon = \pm \frac{\Delta r}{r} \cdot 100\%.$$

Порядок виконання роботи

1. На технічних терезах визначити масу води в калориметрі.
2. Визначити тепловий еквівалент калориметра, якщо він невідомий.
3. Виміряти початкову температуру води в калориметрі t_2 .
4. Нагріти воду в кип'ятильнику до кипіння й пропускати пару спочатку лише через сухопарник, а потім, коли він нагріється, у мідний циліндр. Пропускаючи пару, воду в калориметрі перемішувати. Пропускання пари припинити, коли температура води в калориметрі

стане вищою за початкову на 10–15 °С. Кінцеву максимальну температуру θ записати.

5. Визначити масу сконденсованої пари на аналітичних терезах.

6. Точку кипіння води t_1 узяти з таблиць відповідно до величини атмосферного тиску.

7. За формулою (1) обчислити r . Вивести формули для обчислення відносної й абсолютної похибок, визначити ці похибки.

Контрольні запитання та завдання

1. Який процес називається пароутворенням?

2. Якими шляхами відбувається пароутворення?

3. Що називається питомою теплотою пароутворення?

4. На що витрачається теплота пароутворення?

5. Як залежить питома теплота пароутворення від атмосферного тиску?

6. Запишіть рівняння теплового балансу для цієї роботи.

7. Яку роль відіграє в цій роботі сухопарник?

8. Які переходи називаються фазовими переходами першого роду?

Лабораторна робота № 18*

Визначення теплоти пароутворення води

Мета роботи: визначити питому та молярну теплоту пароутворення води при фазовому переході першого роду за експериментально одержаною залежністю тиску насичених парів від температури.

Прилади й матеріали: експериментальна установка ФПТ 1-10: блок приладів, блок робочого елемента, стояк, термостат, вакуумметр.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 128], [6, Р. 7 § 4] і теоретичні відомості цього посібника.

2. Обчисліть тиск водяної пари в ампулі.

3. Побудуйте графік залежності тиску пари в ампулі від температури пари.

4. Побудуйте графік залежності $\ln P_{\text{п}} = f\left(\frac{1}{T}\right)$. Визначити кутовий коефіцієнт графіка.

5. Визначте молярну теплоту пароутворення води.

6. Обчисліть питому теплоту пароутворення води.

Теоретичні відомості

Фазою називається однорідна частина речовини, яка має границю з іншими частинами системи, у якій вона перебуває і яка може бути відділена від цієї системи. Перехід речовини з одного фазового стану в інший називається фазовим переходом. Фазовий перехід першого роду завжди супроводжується поглинанням або виділенням прихованої теплоти Q та зміною питомого об'єму $V_0 = \frac{V}{m}$ і молярного об'єму речовини $V_\mu = \frac{V}{\nu}$, де ν – число молів, $\nu = \frac{m}{\mu}$; m – маса; μ – молярна маса речовини.

Оскільки кількість прихованої теплоти залежить від маси речовини, яка здійснює фазовий перехід, для характеристики процесу застосовується питома теплота переходу r , віднесена до одиниці маси речовини:

$$r = \frac{Q}{m}, \quad (1)$$

і молярна теплота переходу r_μ , віднесена до одного моля речовини:

$$r_\mu = \frac{Q}{\nu}. \quad (2)$$

За сталого тиску фазовий перехід завжди проходить при певній температурі, яка називається температурою переходу, для якої важлива термодинамічна рівновага фаз за даного тиску. Для розгляду фазового переходу „рідина–пара” звернемося до ізотерм, побудованих для кількох значень температури (T_1, T_2) на P – V діаграмі (рис. 18.1). Горизонтальні ділянки ізотерм відповідають ділянкам фазового переходу. У процесі переходу молярний об'єм стрибкоподібно змінюється від значення $V_{\mu 1}$, яке відповідає молярному об'єму рідкої фази, до значення $V_{\mu 2}$, що відповідає молярному об'єму газоподібної фази. Інтервал $V_{\mu 1} - V_{\mu 2}$ – це ділянка двофазного стану (рідина–пара) речовини. Серед усіх можливих температур є одна, яка називається критичною температурою $T_{кр}$, при якій горизонтальна ділянка ізотерми, що відповідає фазовому переходу, вироджується в точку перегину. За температур речовини, більших від критичної, зникає різниця між парою та рідиною, а речовину за будь-яких тисків не можна перевести з газоподібного в рідкий стан. Поза ділянкою фазового переходу стан реальної речовини в рідкій і газоподібних фазах досить точно описує рівняння Ван-дер-Ваальса, яке для одного моля газу має вигляд:

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

де параметри a і b уведемо для врахування потенціальної взаємодії між молекулами та власного об'єму молекул газу. Ізотерму, побудовану згідно з рівнянням Ван-дер-Ваальса на P - V діаграмі для температури T_1 , зображено на рис. 18.1 штрих-пунктирною лінією.

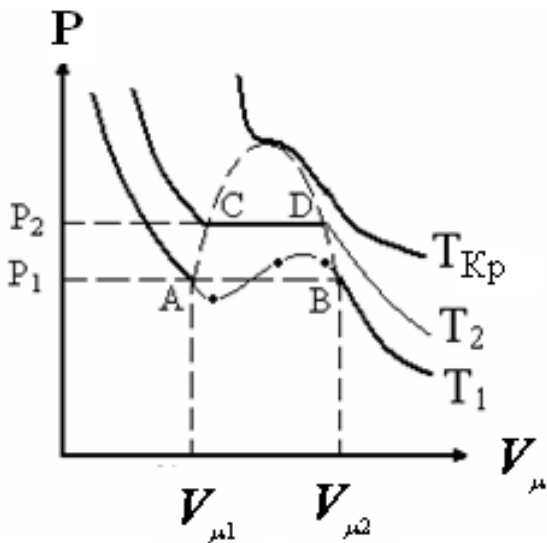


Рис. 18.1. Ізотерми Ван-дер-Ваальса та реальної речовини

Для обчислення зміни тиску насиченої пари залежно від температури проведемо для одного моля речовини цикл Карно, до якого входять горизонтальні ділянки ізотерм реальної речовини AB і CD (рис. 18.1). Нехай $P_1 = P$; $P_2 = P + dP$; $T_1 = T$; $T_2 = T + dT$. Виконана за цикл робота δA дорівнює площі цього циклу на P - V діаграмі, а сам цикл, зважаючи на близькість ізотерм, які його утворюють, можна приблизно вважати паралелограмом. Тоді $\delta A = (V_{\mu 2} - V_{\mu 1}) \cdot dP$.

У ході ізотермічного фазового переходу (ділянка AB) речовина одержує від нагрівника кількість теплоти, яка дорівнює молярній теплоті переходу r_μ . Тому ККД циклу можна записати у вигляді

$$\eta = \frac{(V_{\mu 2} - V_{\mu 1}) dP}{r_\mu} = \frac{(V_{02} - V_{01}) dP}{r} \quad (3)$$

Оскільки аналізується цикл Карно, ККД цього циклу можна також записати, використовуючи теорему Карно:

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2} = \frac{dT}{T} \quad (4)$$

Прирівнюючи вирази (3) та (4), одержимо

$$\frac{dP}{dT} = \frac{r}{T(V_{02} - V_{01})} \quad (5)$$

Співвідношення (5), яке називається рівнянням Клапейрона-Клазіуса, можна використати для визначення теплоти пароутворення рідини. Ураховуючи, що за температурах, далеких від критичної, $V_{02} \gg V_{01}$, отримуємо:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{r}{TV_{02}} \quad (6)$$

У ділянках високих тисків до парів можна застосувати закони ідеальних газів, і тоді питомий об'єм V_{02} можна визначити з рівняння Клапейрона-Менделєєва:

$$V_{02} = \frac{RT}{\mu P} . \quad (7)$$

Підставляючи значення V_{02} з формули (7) у співвідношення (6), одержимо:

$$\frac{dP}{P} = \frac{r_{\mu}}{R} \frac{dT}{T^2} . \quad (8)$$

Уважаючи величину r сталою для досліджуваного інтервалу зміни температури, проінтегруємо рівняння (8):

$$\ln P = -\frac{r_{\mu}}{RT} + const . \quad (9)$$

Одержана формула встановлює зв'язок молярної теплоти пароутворення води з тиском і температурою водяної пари. Змінюючи температуру пари T , необхідно побудувати графік залежності $\ln P = f\left(\frac{1}{T}\right)$, за кутовим коефіцієнтом якого $K_{\alpha} = \frac{r_{\mu}}{R}$ можна визначити молярну теплоту пароутворення води.

Експериментальна установка

Для визначення теплоти пароутворення води призначена експериментальна установка ФПТ 1-10, загальний вигляд якої зображений на рис. 18.2.

Робочий елемент установки – це скляна ампула з досліджуваною речовиною (у цій роботі досліджується вода), з якої відкачане повітря до різниці тисків $-55 \div -69$ кПа ($-0,6 \div -0,7 \frac{\text{кг} \cdot \text{с}}{\text{см}^2}$), розміщена в термостаті 4. Ампула з'єднана з вакуумметром 5, покази якого P відповідають різниці атмосферного тиску в лабораторії P_0 і тиску водяної пари в ампулі $P_{\text{п}}$, отже

$$P_{\text{п}} = P_0 - P . \quad (10)$$

Температура пари вимірюється цифровим термометром, датчик якого розміщений у термостаті, і реєструється на цифровому індикаторі „Температура” блоку робочого елемента 2.

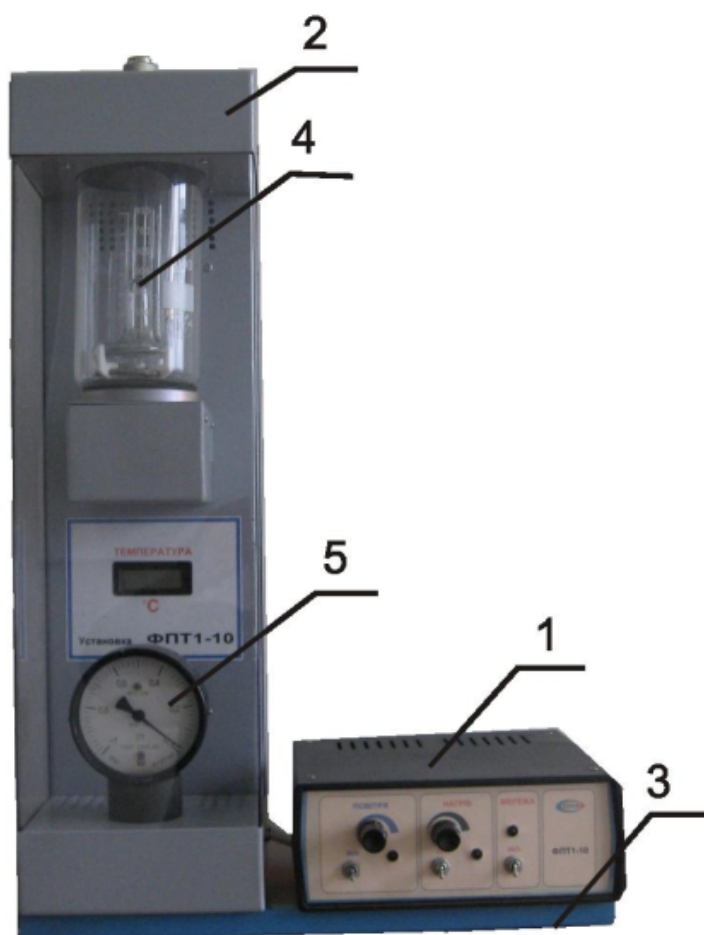


Рис. 18.2. Загальний вигляд експериментальної установки ФПТ 1-10: 1 – блок приладів; 2 – блок робочого елемента; 3 – стояк; 4 – термостат; 5 – вакуумметр

Для збільшення температури ампули з досліджуваною рідиною в термостаті, заповненому водою, розміщений нагрівний елемент, зроблений із ніхро-мової спіралі, уміщеної у трубку з кварцового скла.

Для досягнення достатньої точності експерименту нагрівання води в термостаті має відбуватися досить повільно, щоб температуру води в ампулі можна було вважати рівною температурі води в термостаті. Потрібна потужність нагрівника встановлюється регулятором „Нагрів”, який розміщений на передній панелі блоку приладів 1.

У блоці приладів розміщений компресор, за допомогою якого в термостат можна подати стиснене повітря. Увімкнений компресор сприяє рівномірному нагріванню води в термостаті. Інтенсивність подачі стисненого повітря встановлюється регулятором „Повітря”, який розміщений на передній панелі блоку приладів.

Порядок виконання роботи

1. Переконайтесь у тому, що рівень води в термостаті не менше, ніж на 2 см перевищує верхній край ампули, після чого ввімкнути установку тумблером „Мережа”.

2. Увімкнути тумблер подачі повітря та регулятором „Повітря” встановити таку інтенсивність подачі стисненого повітря в термостат, за якої забезпечується переміщення води без її сильного бурління.

3. Увімкнути тумблер „Нагрів”, регулятором потужності „Нагрів” установити в крайнє праве положення.

4. Після нагрівання води до температури 65 °C знизити потужність нагрівника, обертаючи регулятор потужності „Нагрів” уліво.

5. У діапазоні температур термостата (68...98) °C зняти покази вакуумметра через кожні 2 °C. Перенести покази N вакуумметра в одиниці тиску $P = aN$, де a – ціна поділки шкали вакуумметра; $a = 400 \text{ Па/под}$. Регулятор потужності „Нагрів” установити в крайнє ліве положення, вимкнути тумблер „Нагрів”. Результати вимірів занести до табл. 1.

Таблиця 1

№ вим.	t , °C	T , K	$1/T$, K ⁻¹	P , Па	$P_{\text{п}}$, Па	$\ln P_{\text{п}}$	r_{μ} , Дж/моль	r , Дж/кг

6. Відімкнути подачу стисненого повітря тумблером „Повітря”.

7. Вимкнути установку тумблером „Мережа”.

Обробка результатів вимірювань

1. За формулою (10) обчислити тиск водяної пари в ампулі.

2. Побудувати графік залежності тиску пари в ампулі від температури пари $P_{\text{п}} = f(T)$, яка відповідає фазовому переходу між рідиною і паром.

3. Обчислити значення $\left(\frac{1}{T}\right)$ та $\ln P_{\text{п}}$ і побудувати графік залежності $\ln P_{\text{п}} = f\left(\frac{1}{T}\right)$. Визначити кутовий коефіцієнт K_{α} графіка.

4. Використовуючи знайдений кутовий коефіцієнт K_{α} , визначити молярну теплоту пароутворення води r_{μ} за формулою $r_{\mu} = K_{\alpha} R$.

5. Обчислити питому теплоту пароутворення води r , урахувавши, що молярна маса води $\mu = 18 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$.

6. Оцінити похибку результатів вимірювань.

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке фазовий перехід? Назвіть види фазових переходів.

2. Яка величина називається прихованою теплотою переходу?
3. Запишіть і поясніть рівняння Ван-дер-Ваальса.
4. Зобразіть на P - V діаграмі ізотерми Ван-дер-Ваальса й реальної речовини для кількох значень температури. Що таке критична температура?
5. Розкажіть про цикл Карно. Запишіть формулу ККД циклу Карно.
6. Виведіть рівняння Клапейрона-Клазіуса. Поясніть фізичний зміст цього рівняння.
7. Виведіть основну розрахункову формулу, яка використовується в цій роботі.
8. У чому полягає метод визначення теплоти пароутворення води з використанням експериментальної залежності $P_{II}(T)$?
9. Для чого ампулу з досліджуваною речовиною розміщують у термостат?
10. Які основні джерела похибок цього методу вимірювання?

Лабораторна робота № 19

Визначення питомої теплоємності рідин електричним калориметром

Мета роботи: визначити питому теплоємність рідини (технічного масла) електричним калориметром.

Прилади й матеріали: калориметр із дротяним нагрівником і мішалкою; термометр; досліджувана рідина (технічне масло); амперметр; вольтметр; реостат; набір провідників; ключ; випрямляч; холодна вода; технічні терези; секундомір.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1], [2], [3] і теоретичні відомості запропонованого посібника.

2. Визначте питому теплоємність технічного масла.

Теоретичні відомості

Нехай у калориметр із досліджуваною рідиною поміщена електрична спіраль (нагрівник) і по ній протягом часу τ пропускають електричний струм силою I . Тоді, згідно із законом Джоуля-Ленца, кількість теплоти, яка виділяється в калориметрі,

$$Q = IU \tau, \quad (1)$$

де U – спад напруги на затискачах нагрівника.

Теплота Q йде на нагрівання калориметра з рідиною. Нехтуючи втратами тепла через випромінювання та теплопровідність, на підставі закону збереження й перетворення енергії записуємо:

$$IU \tau = (cm + c_1 m_1 + \omega) (t_2 - t_1),$$

де m – маса рідини в калориметрі; c – її питома теплоємність; m_1 – маса посудини калориметра та мішалки (мішалка виготовляється з того матеріалу, що й калориметр); c_1 – питома теплоємність калориметра та мішалки; ω – тепловий еквівалент термометра в Дж/К; t_1 – температура рідини й калориметра до пропускання струму; t_2 – температура рідини та калориметра після пропускання струму.

З попередньої рівності знаходимо:

$$c = \frac{IU \tau - [(\omega + c_1 m_1)(t_2 - t_1)]}{m(t_2 - t_1)}. \quad (2)$$

Співвідношення (2) і є робочою формулою.

Опис установки

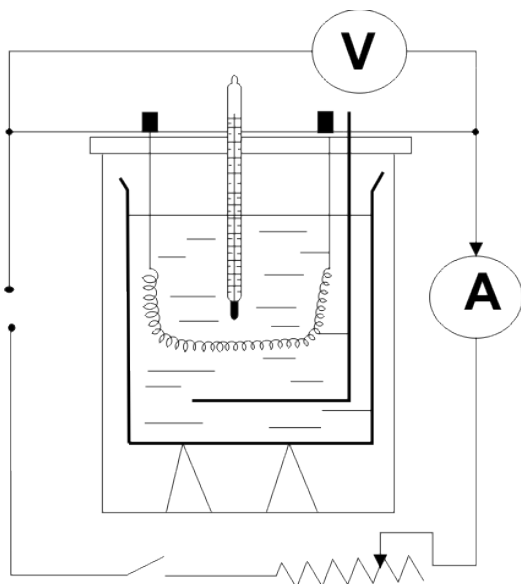
Основною частиною установки (рис. 19.1) є калориметр. У його верхній кришці є дві ізольовані ввідні клеми, до яких кріпиться металева спіраль, яка слугує електронагрівником. Крім того, у верхній кришці зроблені два отвори для введення термометра й мішалки.

До нагрівника паралельно підключений вольтметр V , який показує спад напруги. Амперметр A , увімкнений послідовно з нагрівником і реостатом, дає можливість визначити силу струму I , який протікає через нагрівник. За допомогою реостата можна змінювати силу струму, а також підтримувати його сталим протягом досліду.

Досліджувану рідину (гліцерин, оливу або якусь іншу) слід заливати в такій кількості, щоб вона повністю покривала спіраль нагрівника.■

Порядок виконання роботи

1. Промивають гарячою водою внутрішню посудину калориметра, просушують її за допомогою фена й визначають масу m_1 (разом із мішалкою) на технічних терезах із



164
Рис. 19.1. Схема установки для визначення питомої теплоємності рідин електричним калориметром

точністю до 0,1 г.

2. Наповнюють внутрішню посудину калориметра досліджуваною рідиною і зважують її знову разом з мішалкою на терезах із точністю до 0,1 г. Різниця між попереднім зважуванням і цим дає масу досліджуваної рідини m .

3. Збирають електричне коло, схема якого зображена на рис. 19.1.

4. Замикають ключ і, користуючися реостатом, підбирають у колі робочий струм. Значення його залежить від опору нагрівника, але завжди вибирається не більшою 2–3 А. Розмикають ключ.

5. Поміщають внутрішню посудину разом із рідиною та мішалкою в лід (сніг, холодну воду або холодильник), щоб температура системи понизилась на 5–6 °С порівняно з кімнатною.

6. Добре перемішують рідину мішалкою і вимірюють термометром початкову температуру t_1 з точністю до 0,1°.

7. Замикають ключ і вмикають секундомір. Записують покази амперметра A й вольтметра V , підтримуючи їх незмінними (за допомогою реостата) протягом усього дослідження.

8. Коли температура досліджуваної рідини підвищиться на стільки градусів вище кімнатної, на скільки вона була нижча від неї до вмикання струму, розмикають електричне коло й зупиняють секундомір.

9. Після вимикання струму добре перемішують досліджувану рідину й вимірюють кінцеву температуру t_2 з точністю до 0,1°. За секундоміром визначають час τ .

10. Знаходять водяний еквівалент термометра, як це описано в лабораторній роботі №15 або користуються вимірним значенням, якщо в обох роботах використовують однакові термометри.

11. За таблицями знаходять значення питомої теплоємності калориметра c_1 .

12. Підставляючи у формулу (2) всі одержані дані, обчислюють значення питомої теплоємності досліджуваної рідини.

Контрольні запитання та завдання

1. Що називається питомою теплоємністю?
2. Як залежить питома теплоємність рідин від температури?
3. Що таке рівняння теплового балансу?
4. Яка будова електрокалориметра?
5. Сформулюйте другий закон термодинаміки.
6. Якими шляхами може відбуватися теплообмін?

7. Навіщо понижувати температуру системи на 5–6 °С?

Лабораторна робота № 20

Визначення коефіцієнта в'язкості рідини методом Стокса

Мета роботи: визначити коефіцієнт в'язкості рідини методом Стокса.

Прилади й матеріали: скляний циліндр заввишки 40–60 см і діаметром 6–10 см; досліджувані рідини; металеві кульки; штангенциркуль; масштабна лінійка; термометр; секундомір; пінцет.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [4, § 19.2], [6, Р. 7 § 1] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Визначте густину досліджуваної рідини ареометром.
3. Обчисліть коефіцієнт в'язкості рідини.

Теоретичні відомості

Визначення коефіцієнта в'язкості рідин методом Стокса ґрунтується на вивченні руху кульки у в'язкій рідині. У досліджувану рідину кидають маленьку тверду кульку радіусом r . Шар рідини, який покриває поверхню кульки й рухається із швидкістю кульки, зазнає опору зі сторони прилеглих до нього інших шарів. Цей опір зумовлений внутрішнім тертям рідини.

Кулька, що падає у в'язкій рідині, перебуває під дією трьох сил: сили тяжіння mg , архімедової сили F_A і сили в'язкості F , яка за законом Стокса, прямо пропорційна радіусу кульки r , швидкості її руху v та в'язкості рідини η :

$$F = 6\pi\eta rv . \quad (1)$$

При падінні в нескінченній у всіх напрямках в'язкій рідині кулька, рухаючись прискорено, набуває такої швидкості, при якій на неї діють сили, що взаємно зрівноважуються. При цьому має місце рівність:

$$mg = F_A + F ;$$
$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g + 6\pi\eta rv , \quad (2)$$

де ρ – густина кульки; ρ_0 – густина досліджуваної рідини при даній температурі, r – радіус кульки.

При рівновазі всіх сил, які діють на кульку, її подальший рух стає рівномірним.

Розв'язавши останнє рівняння відносно η , одержимо:

$$\eta = \frac{2}{9} \cdot \frac{\rho - \rho_0}{v} r^2 g . \quad (3)$$

Швидкість руху кульки – $v = \frac{h}{t}$, її діаметр – $d = 2r$, тоді:

$$\eta = \frac{2 (\rho - \rho_0) t r^2 g}{9h} = \frac{(\rho - \rho_0) t d^2 g}{18 h} . \quad (4)$$

Відносну похибку знаходимо методом диференціювання

$$\varepsilon = \frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{\Delta\rho + \Delta\rho_0}{\rho - \rho_0} + \frac{\Delta t}{t} + \frac{2\Delta d}{d} + \frac{\Delta h}{h} . \quad (5)$$

де d – діаметр кульки.

Але рівняння (2) справедливе тільки тоді, коли кулька падає в нескінченному середовищі. При вимірюванні коефіцієнта в'язкості методом Стокса в цю формулу вносять поправки, якими враховується вплив стінок циліндра та його дна. Тоді рівняння (2) набирає такого вигляду:

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{(\rho - \rho_0) r^2 g}{v \left(1 + 2,4 \frac{r}{R}\right) \left(1 + 1,33 \frac{r}{h}\right)} , \quad (6)$$

де R – радіус циліндра; h – висота рідини в ньому.

Примітка. Зрозуміло, коли $r \ll h$, а також $r \ll R$, можна скористатися формулою (4).

Експериментальна установка

Прилад для визначення коефіцієнта в'язкості рідини (рис. 20.1) – це високий скляний циліндр 2, наповнений досліджуваною рідиною. Для захисту від зміни температури його поміщають у посудину 5 із водою кімнатної температури.

Прилад установлюють вертикально за допомогою виска 1 і гвинтів 6. Зверху в центрі циліндра з досліджуваною рідиною поміщають лійку 4, через яку кидають кульки. На дні циліндра розміщена металева сітка з держакон 3, якою виймають кульки.

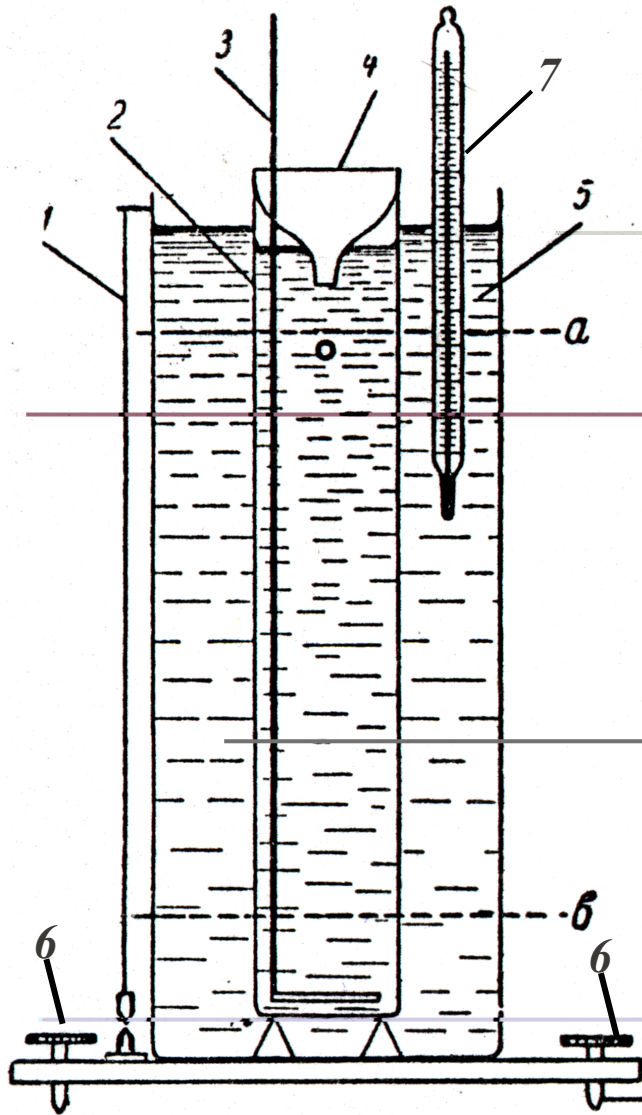


Рис. 20.1. Віскозиметр Стокса: 1 – висок; 2 – скляний циліндр;
3 – держак; 4 – лійка; 5 – захисна посудина; 6 – гвинт; 7 –
термометр

Кинута в рідину кулька спочатку рухається прискорено, а далі рівномірно. Риска *a* ставлять на тому місці циліндра, де рух кульки вже напевно є рівномірним (десь на глибині 5–6 см). У нижній частині циліндра нанесено риску *b*.

Хід роботи

1. Визначають густину досліджуваної рідини ареометром із

точністю, яку дозволяє прилад, або шукають її за таблицею, приводячи до температури досліду.

2. Вимірюють штангенциркулем внутрішній радіус циліндра.
3. За допомогою мікрометра визначають діаметр кульки.
4. Вимірюють масштабною лінійкою віддаль h між горизонтальними рисками a і b .
5. Установлюють вертикально циліндр із досліджуваною рідиною, беруть пінцетом кульку й опускають її через лійку в рідину. Вимірюючи секундоміром час руху кульки від риски a до риски b і знаючи вже віддаль між цими рисками, обчислюють швидкість падіння кульки.
6. Значення густини кульок беруть із таблиці або визначають дослідним шляхом.
7. Підставляючи одержані дані у формулу (4) або (6), обчислюють коефіцієнт в'язкості рідини.
8. За формулою (5) знаходять відносну похибку, а за співвідношенням $\Delta\eta = \varepsilon\eta$ знаходять абсолютну похибку результату.

Контрольні запитання та завдання

1. Які явища належать до явищ переносу? Указати характерні особливості кожного із цих явищ.
2. У чому полягає явище внутрішнього тертя? Записати й пояснити вираз для сили внутрішнього тертя.
3. Як залежить коефіцієнт внутрішнього тертя від температури?
4. Пояснити механізм виникнення сили в'язкого тертя, що діє на кульку, яка рухається у в'язкому середовищі?
5. Як змінюється швидкість кульки при падінні в рідині? Чим це зумовлено?
6. Який фізичний зміст коефіцієнта в'язкості?

Лабораторна робота № 21

Визначення коефіцієнта лінійного розширення твердих тіл й об'ємного розширення рідин

Мета роботи: визначити коефіцієнт лінійного розширення твердих тіл й об'ємного розширення рідини.

Прилади й матеріали: прилад Менделєєва для дослідження коефіцієнта лінійного розширення твердих тіл; нагрівник-кип'ятильник; термометри; прилад Дюлонга та Пті.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [2, § 18.5], [6, Р. 9 § 5] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Ознайомтесь із приладом Менделєєва, вивчіть метод вимірювання коефіцієнта лінійного розширення стержня.
3. Визначте коефіцієнт лінійного розширення стержня.
4. Ознайомтесь із приладом Дюлонга та Пті, вивчіть метод сполучених посудин для вимірювання коефіцієнта об'ємного розширення рідини.
5. Визначте коефіцієнт об'ємного розширення рідини.

Визначення коефіцієнта лінійного розширення твердих тіл

Теоретичні відомості й опис приладів

Температурний коефіцієнт α лінійного розширення є величина, яка дорівнює відношенню відносного видовження $\frac{d\ell}{\ell_0}$ тіла до зміни температури dT , яка зумовила це видовження, тобто

$$\alpha = \frac{d\ell}{\ell_0 dT} .$$

Дослідним шляхом значення α вимірюється не в точці, а в деякому температурному інтервалі Δt . При цьому

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{\ell_0} \frac{\Delta \ell}{\Delta t} , \tag{1}$$

де $\bar{\alpha}$ – середнє значення α в інтервалі $\Delta t = t_2 - t_1$; ℓ_0 – довжина тіла при 0°C . Значення $\bar{\alpha}$ і α збігаються, якщо коефіцієнт α є сталою величиною або лінійно залежить від температури. Розмірність коефіцієнтів лінійного розширення $\dim \alpha = \theta^{-1}$.

Користуватися формулою (1) для визначення α на практиці незручно, оскільки експеримент ускладнюється підтриманням температури тіла при 0°C . Тому, вимірявши довжини тіла ℓ_1, ℓ_2 при температурах, відповідно, t_1 і t_2 та враховуючи, що $\ell_1 = \ell_0(1 + \alpha t_1)$ і $\ell_2 = \ell_0(1 + \alpha t_2)$ з (1), одержимо:

$$\bar{\alpha} = \frac{\Delta \ell}{\ell_1 t_2 - \ell_2 t_1} , \tag{2}$$

де $\Delta\ell = \ell_2 - \ell_1$.

Оскільки експериментально визначається початкова довжина ℓ_1 і видовження $\Delta\ell$, то формула (2) набуде вигляду: $\bar{\alpha} = \frac{\Delta\ell}{\ell_1 \Delta t - \Delta\ell t_1}$.

Відносну похибку знайдемо методом диференціювання:

$$\frac{\Delta\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}} = \frac{\Delta(\Delta\ell)}{\Delta\ell} + \frac{t_1}{\ell_1 \Delta t - \Delta\ell t_1} \Delta(\Delta\ell) + \frac{\Delta t}{\ell_1 \Delta t - \Delta\ell t_1} \Delta\ell_1 + \frac{\ell_1}{\ell_1 \Delta t - \Delta\ell t_1} \Delta(\Delta t) + \frac{\Delta\ell}{\ell_1 \Delta t - \Delta\ell t_1} \Delta t_1.$$

Прилад Менделєєва (рис. 21.1) складається з металевої трубки 4 завдовжки приблизно 100 см і діаметром 2–3 см, обмотаної для теплоізоляції сукном або іншим матеріалом.

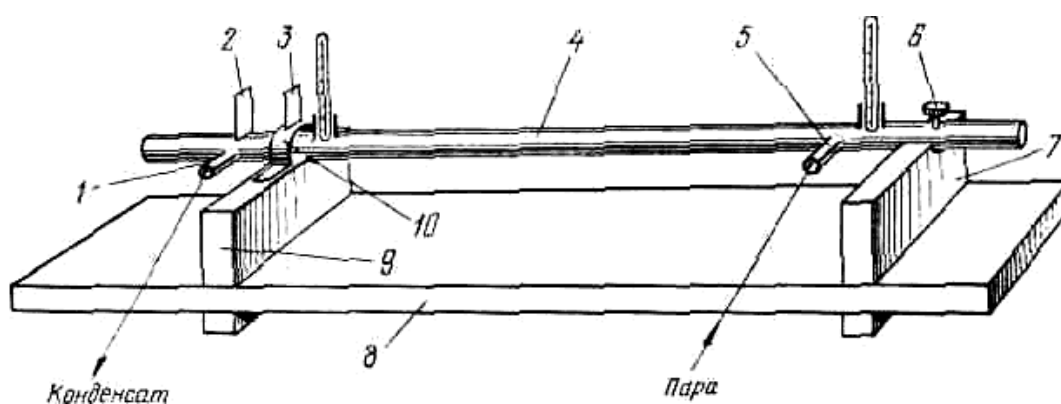


Рис. 21.1. Прилад Менделєєва: 1, 5 – отвори; 2, 3 – металеві індекси; 4 – трубка; 6 – гвинт; 7, 9 – стояк; 8 – дерев'яна підставка; 10 – муфта

Один кінець трубки прикріплюють гвинтом 6 нерухомо до стояка 7 (при нагріванні трубки цей кінець не має можливості розширюватись). До другого кінця трубки прикріплено металевий індекс 2 у вигляді відполірованої пластинки (при нагріванні трубки внаслідок її розширення цей індекс вільно переміщується вліво). Справа від індексу на стояку 9 закріплено муфту 10 з індексом 3. Трубка 4 має отвори 1 і 5 для пропускання водяної пари з нагрівника та стікання її в конденсаційну посудину з водою, а також для пропускання води й ще два отвори для термометрів. Прилад змонтовано на дерев'яній підставці 8.

Дослід доцільно проводити з двома трубками з різного матеріалу, пропускаючи через них одночасно водяну пару.

Порядок виконання роботи

1. Закріпити гвинтом правий кінець трубки, виміряти початкову довжину трубки l_1 (відстань між гвинтом й індексом 3).
2. Пропустати (15–20 хв) водяну пару з нагрівника – кип'ятиль-

ника, поки перестануть змінюватися покази термометрів. Середнє арифметичне показів термометрів узяти за кінцеву температуру t_2 .

За початкову температуру t_1 взяти покази термометрів до початку досліду.

3. Виміряти індикатором годинникового типу видовження стержня Δl .

4. Після закінчення досліду через трубку пропустити воду для її охолодження та повторити дослід тричі.

Можна також пропускати воду через трубку перед початком досліду.

5. За формулою (2) визначити коефіцієнт $\bar{\alpha}$. Вивести формулу для обчислення відносної й абсолютної похибок та визначити їх.

Контрольні запитання та завдання

1. Яке молекулярно-кінетичне тлумачення теплового розширення твердих тіл?

2. Який фізичний зміст коефіцієнта лінійного розширення?

3. Яка розмірність коефіцієнта лінійного розширення?

4. Як залежить коефіцієнт лінійного розширення твердих тіл від температури?

5. Який зв'язок між коефіцієнтами лінійного та об'ємного розширення ізотропних твердих тіл?

6. Наведіть приклади використання теплового розширення твердих тіл та необхідності його врахування.

Визначення температурного коефіцієнта об'ємного розширення рідин

Теоретичні відомості й опис приладів

Температурний коефіцієнт об'ємного розширення β – фізична величина, яка дорівнює відношенню відносного збільшення об'єму dV/V_0 тіла до зміни dT температури, яка зумовила це збільшення об'єму: $\beta = \frac{dV}{V_0 dT}$, де V_0 – об'єм при 0°C .

Якщо коефіцієнт β сталий в інтервалі ΔT , то $\beta = \frac{\Delta V}{V_0 \cdot \Delta T}$.

Розмірність коефіцієнта β : $\dim \beta = \theta^{-1}$.

Прилади для вимірювання коефіцієнтів об'ємного розширення тіл називаються *дилатометрами*. Дилатометр для рідин складається з посудини з плавленого кварцу з каліброваним капіляром. Зміна об'єму при нагріванні рідини в термостаті реєструється за переміщенням рідини в капілярі.

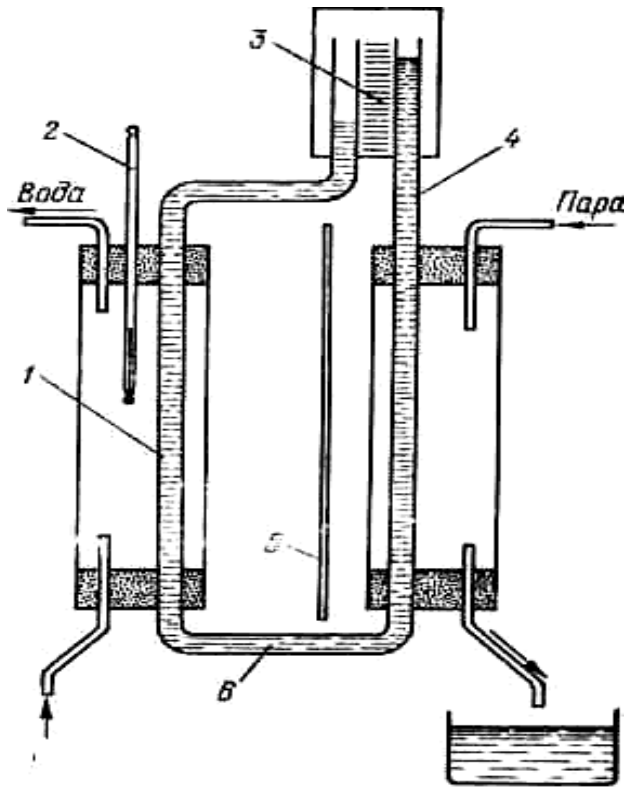


Рис. 21.2. Прилад Дюлонга і Пті: 1-6-4 – U-подібна трубка; 2 – термометр; 3 – шкала; 5 – теплозахисний екран

Дюлонг і Пті запропонували метод вимірювання коефіцієнта β за методом *сполучених посудин*. Цей метод ґрунтується на використанні рівноваги двох стовпчиків рідини, коли рідина в них має різну температуру. При цьому розширення посудини не впливає на результат.

Прилад Дюлонга і Пті (рис. 21.2) складається з U-подібної трубки 1–6–4, наповненої досліджуваною рідиною. Одне коліно 1 трубки підтримується при температурі t_1 за рахунок циркуляції води в скляній муфті, що охоплює коліно. Температура води контролюється термометром 2. Друге коліно 4 підтримується при температурі t_2 водяною парою, яку пропускають через скляну охоронну муфту, що охоплює це коліно 5 – теплозахисний екран. Температуру t_2 визначають із таблиць залежності температури кипіння води від тиску (атмосферний тиск вимірюють барометром). Температуру кипіння води обчислюють за емпіричною формулою

$$t_2 = 100 + 0,0375 (p_{атм} - 760),$$

де $p_{атм}$ – атмосферний тиск (у мм. рт. ст.).

Верхні частини трубок 1 і 4 зближені, щоб можна було визначити висоту рівнів рідини в трубках h_1 і h_2 по одній шкалі 3.

Нехай густини рідини в лівій і правій трубках сполученої посудини, відповідно, дорівнюють ρ_1 та ρ_2 ; ρ_0 – густина рідини при 0°C . Тоді маємо:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad (1)$$

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{1 + \beta t_1} \quad \text{і} \quad \rho_2 = \frac{\rho_0}{1 + \beta t_2} \quad (2)$$

Підставляючи (2) в (1), дістанемо:

$$\frac{h_1}{1 + \beta t_1} = \frac{h_2}{1 + \beta t_2}. \quad (3)$$

З (3) маємо:

$$\beta = \frac{h_2 - h_1}{h_1 t_2 - h_2 t_1}. \quad (4)$$

Відносну похибку знайдемо методом диференціювання, урахувавши, що $\Delta h_1 = \Delta h_2 = \Delta h$:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{2\Delta h}{h_2 - h_1} + \frac{t_2}{h_1 t_2 - h_2 t_1} \Delta h + \frac{h_1}{h_1 t_2 - h_2 t_1} \Delta t_2 + \frac{h_2}{h_1 t_2 - h_2 t_1} \Delta t_1 + \frac{t_1}{h_1 t_2 - h_2 t_1} \Delta h. \quad (5)$$

Порядок виконання роботи

1. Наповнити прилад досліджуваною рідиною.
2. Пропускати через скляні охоронні муфти воду й пару, поки рівні рідини в трубках перестануть змінюватися. При цьому слід досягати якомога більших значень $(h_2 - h_1)$.
3. Зробити відлік h_1, h_2 , а також визначити t_1 і t_2 .
4. За формулою (4) визначити коефіцієнт β .
5. За формулою (5) обчислити відносну похибку.
6. Знайти абсолютну похибку й кінцевий результат подати в такому вигляді: $\beta = \bar{\beta} \pm \Delta\beta$.

Контрольні запитання та завдання

1. Яке молекулярно-кінетичне тлумачення теплового розширення рідин?
2. Який фізичний зміст коефіцієнта об'ємного розширення рідин?
3. Яка розмірність коефіцієнта об'ємного розширення?
4. Як залежить коефіцієнт об'ємного розширення рідин від температури?
5. Яка особливість залежності коефіцієнта об'ємного розширення води від температури?
6. Наведіть приклади використання теплового розширення рідин та необхідності його врахування.

Лабораторна робота № 22

Визначення поверхневого натягу рідини методом Ребіндера

Мета роботи: вивчити характеристики рідкого стану речовини; засвоїти метод Ребіндера; визначити коефіцієнт поверхневого натягу рідини.

Прилади й матеріали: установка для вимірювання поверхневого натягу методом Ребіндера; досліджувані рідини (спирти, мильний розчин, вода).

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 121], [2, § 19.3], [6, Р. 7 § 3] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Засвойте метод Ребіндера.
3. Визначте поверхневий натяг рідин при кімнатній температурі.
4. Вивчіть залежність поверхневого натягу від температури.

Теоретичні відомості й опис приладу

Характеристика рідкого стану речовини

Рідина відіграє важливу роль у природі й техніці, тому рідкий стан речовини здавна привертає до себе увагу дослідників. Але будова та властивості рідини вивчені значно менше, ніж властивості газів і твердого тіла. Пояснюється це насамперед тим, що рідина має ознаки і кристалічного, і газового стану, тому характер руху молекул у ній та взаємодія між ними значно складніші.

Із практики відомо, що рідини мало стисливі. Це дає підставу зробити припущення, що в процесі стиску частинки рідини взаємно відштовхуються. Навпаки, при розтягу тіл між частинками переважають сили взаємного притягання. Отже, між молекулами рідини можливі два види взаємодії: взаємне притягання і відштовхування. Звідси слідує, що найстійкіше розміщення взаємодіючих молекул буде тоді, коли сили притягання зрівноважуються силами відштовхування.

Зазвичай, міжмолекулярна взаємодія описується потенціальною енергією взаємодії, оскільки середня потенціальна енергія взаємодії визначає стан і багато властивостей речовини.

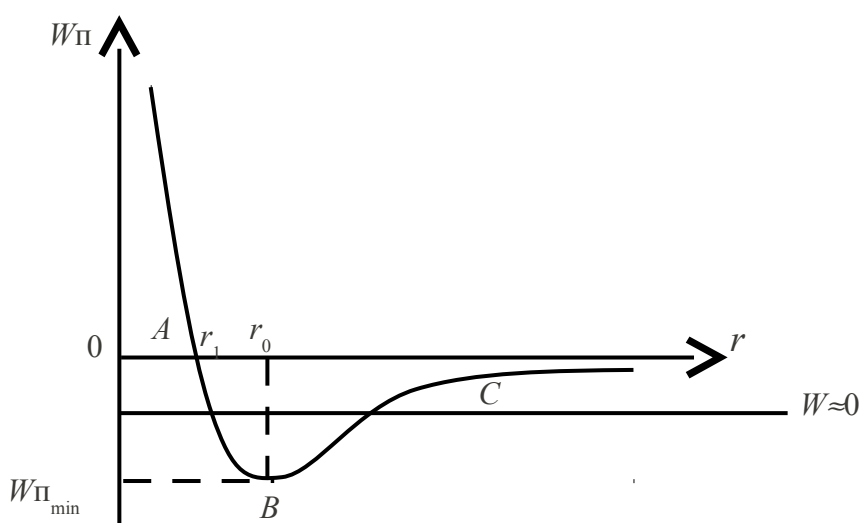


Рис. 22.2. Залежність потенціальної енергії взаємодії молекул від відстані між ними

Установимо орієнтовний характер залежності потенціальної енер-

гії взаємодії молекул від відстані між ними. Уважають, що потенціальна енергія при відштовхуванні молекул додатна, при притягуванні – від’ємна. Нехай одна з молекул міститься в початку координат, а друга – на деякій відстані r від неї. На графіку (рис. 22.1) показано залежність потенціальної енергії взаємодії цих молекул від відстані між ними.

При зближенні молекул потенціальна енергія (W_p) їх зменшуватиметься й досягне мінімального значення при $r = r_0$. Для такої відстані між молекулами сила взаємодії між ними дорівнює 0 (сила притягання зрівноважена силою відштовхування). Дальше зближення молекул можливе лише за рахунок зовнішньої роботи, яка виконується проти сил відштовхування. При цьому W_p різко зростає.

Отже, W_p взаємодії молекул має мінімум $W_{p\min}$ при $r = r_0$. Цьому мінімуму потенціальної енергії відповідає положення стійкої рівноваги. Ділянку ABC на графіку ще часто у фізиці називають потенціальною ямою.

Крім того, молекули перебувають у русі і, отже, мають певну кінетичну енергію W_k .

Співвідношення між мінімальною потенціальною енергією $W_{p\min}$ і середньою кінетичною енергією W_k хаотичного теплового руху визначає можливість існування того чи іншого агрегатного стану речовини: газоподібного, твердого й рідкого.

Якщо $|W_k| \gg |W_{p\min}|$, то речовина перебуває в газоподібному стані; якщо $|W_k| \ll |W_{p\min}|$, то речовина перебуває у твердому стані; якщо $|W_k| \approx |W_{p\min}|$, то речовина перебуває в рідкому стані.

Проаналізуємо це докладніше на прикладі рідкого стану речовини. Оскільки систему, яка складається з двох молекул, можна вважати ізольованою, то повна енергія $W = W_k + W_p$ молекули, яка міститься не в початку координат, а на осі Or , є величиною сталою. Тому на графіку ця енергія зобразиться у вигляді прямої, паралельної осі Or . У рідинах середня кінетична енергія поступального руху W_k лише незначно менша від $W_{p\min}$. Тому повна енергія $W = W_k + W_p$, хоч і менша від нуля, але мало від нього відрізняється. Підтвердженням того факту, що повна енергія рідини загалом від’ємна, є збереження рідиною свого об’єму.

У цьому разі частинка (молекула), яка розміщена на осі Or , може наблизитись на відстань r_1 до молекули, що міститься в початку координат. У точці з координатою r_1 кінетична енергія $W_k = 0$, оскільки

ки повна енергія дещо менша від нуля. Власне за таких умов ця молекула може відійти від молекули, яка міститься в початку координат, і переміститися в інше місце. Інакше кажучи, у рідинах сили зчеплення між частинками не можуть довгий час утримувати їх у положенні рівноваги, біля якого вони коливаються. Відсутність у рідинах стійких положень рівноваги молекул дає їм змогу мільйони разів за секунду змінювати своє взаємне розміщення, перестрибуючи з місця на місце на невеликі відстані. Фізик Я. І. Френкель, який вивчав рідини, підрахував, що за одну секунду частинка рідини встигає 10^{10} разів змінити місце свого “осілого” життя, причому між кожними двома переходами вона здійснює приблизно 100 коливань.

Оскільки під час переходів на молекулу діють сили притягання сусідніх молекул, траєкторії переходів будуть кривими лініями. Та-

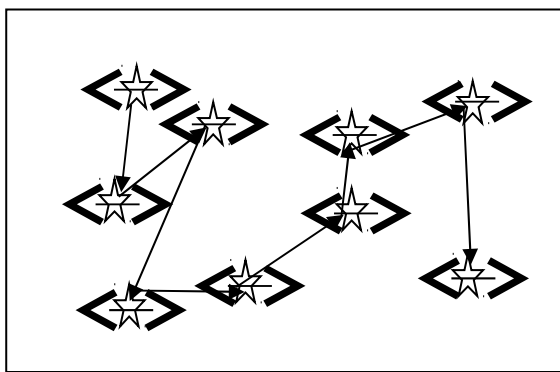


Рис. 22.2. Модель руху молекул у рідині

ким чином, рух молекул у рідинах становить локальні коливання. Навколо деяких положень рівноваги та стрибкоподібні переміщення з одного положення рівноваги в сусіднє. На рис. 22.2 показано модель руху молекул у рідині.

Саме таким рухом частинок і пояснюється велика текучість (плинність, властивість змінювати форму при найменшому зовнішньому впливі) рідин і відсутність у них певної форми (висока дифузійна здатність). Невеликі, але спрямовані в певну сторону, зовнішні дії (різниця тисків, сила тяжіння, вітер) значно збільшують імовірність “стрибків” молекул у напрямі зовнішнього впливу, що виявляється в поступовій зміні форми рідини. Дією сили тяжіння та текучістю можна пояснити те, що поверхня нерухомої рідини завжди горизонтальна. Зате в умовах невагомості, коли вплив сили тяжіння відсутній, рідина в будь-якій кількості набирає форму кулі. Якщо молекули змінюють своє положення повільно, то потрібен великий інтервал часу для істотної зміни форми рідини, що ми спостерігаємо в таких в’язких рідинах, як смоли.

Якщо на рідину подіяли короткочасно, так, щоб час цієї дії був менший від часу “осілого життя”, то при цьому виявляється велика схожість властивостей рідини з властивостями твердого тіла. Так, під час різкого удару яким-небудь плоским предметом по поверхні води

він відскакує від неї, тому що рідина виявляє пружні властивості. Якщо ж час взаємодії з рідиною буде більшим за час “осілого” життя молекул, то при цьому виявляється текучість рідини.

Унаслідок текучості й дії сили тяжіння рідина не має власної форми. Вона набирає форму посудини, у яку вона налита, зберігаючи при цьому сталим свій об’єм. Збереження сталого об’єму в рідин пояснюється наявністю великих сил зчеплення між молекулами рідини, розміщеними майже на тих самих відстанях одна від одної, що й у твердих тілах.

Дані рентгеноструктурного аналізу показують, що в рідинах спостерігається певний порядок у розміщенні лише близьких частинок і зникає в міру віддалення від атома або молекули, яка розглядається. Інакше кажучи, у рідинах існує ближній порядок, але немає дальнього.

Практика показує, що рідини фактично нестисливі. Щоб пояснити цей факт, оцінімо середню відстань між молекулами рідин.

Нехай m – маса рідини; ρ – густина, тоді $m = Nm_m$, де N – кількість молекул або атомів, m_m – маса молекули.

$Nm_m = N\rho V$, де V – об’єм, який займає одна молекула (або атом).

Якщо покласти, що $m = M$ (молярній масі), то $N = N_A$, тоді $M = N_A\rho V$.

Отже, на кожен атом (молекулу) припадає об’єм у вигляді куба зі стороною L . $V = L^3$, $M = N_A\rho L^3 \Rightarrow L^3 = \frac{M}{N_A\rho}$. Для води, узятій за нормальних умов $M = 18 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, $\rho = 10^3$ кг/м³, $L \sim 3 \cdot 10^{-10}$ м. З таблиці даних випливає, що розміри молекули $\sim 2,6 \cdot 10^{-10}$ м. Видно, що молекули води розміщені дуже щільно, що є причиною малої стисливості. Через тісноту в розміщенні молекул вони взаємодіють одночасно лише з кількома сусідніми молекулами. На більших відстанях цей зв’язок відсутній, що свідчить про відсутність дальнього порядку.

Експерименти показують, що під час плавлення твердих тіл об’єм зростає в середньому на 3%. Це означає, що середня відстань між центрами частинок рідини не набагато більша порівняно з твердим тілом. Отже, під час плавлення порушується лише дальній порядок у розміщенні частинок, але відстань між ними майже не змінюється.

Метод Ребіндера застосовується дуже широко, він полягає у вимірюванні тиску, потрібного для утворення бульбашки або краплі.

Установка, яка використовується в роботі (рис. 22.3), складається з наповненого водою аспіратора 10, з'єднаного гумовими та скляними трубками з манометром 8 і повітряним простором закритої посудини 2, у нижню частину якої налито досліджувану рідину. Через отвір у гумовому корку 3, який закриває посудину 2, проходить трубка 4 з капілярним наконечником 7. Досить зручні капілярні наконечники виготовляють з товстого скла із піпеткоподібним розширенням перед капіляром. Капілярний наконечник очищають, засмоктуючи хромову суміш, а потім промивають його дистильованою водою. Під час досліду капілярний наконечник 7 занурюють у рідину так, щоб він лише торкався її поверхні. Посудину 2 для підтримання та зміни температури вміщують у посудину 6, з'єднану з ультратермостатом і герметично закриту кришкою 5.

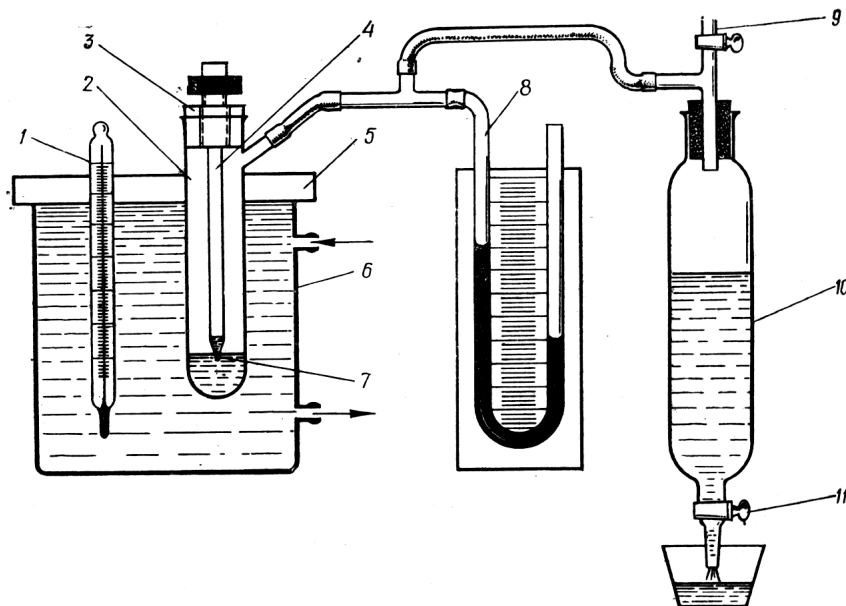


Рис. 22.3. Схема експериментальної установки: 1 – термометр; 2 – посудина;
3 – гумовий корок; 4 – трубка; 5 – кришка; 6 – посудина;
7 – капілярний наконечник; 8 – манометр; 9 – відросток аспіратора;
10 – аспіратор; 11 – кран

Коли з аспіратора при закритому відростку 9 почне повільно витікати вода, це означатиме, що тиск у верхній частині посудини 2 і в лівому коліні манометра зменшується. При певному розрідженні p унаслідок дії атмосферного тиску p_0 через капіляр у рідину продавлюється бульбашка повітря (різниця тисків Δp вимірюється манометром). Це відбувається тоді, коли різниця тисків Δp урівноважується тиском, зумовленим силами поверхневого натягу досліджуваної рідини, які намагаються стиснути утворену бульбашку.

Отже, у момент відриву бульбашки $\sigma = Ah$, де h – різниця висот рідини в колінах манометра; A – стала приладу, яка залежить від розмірів капілярного наконечника. Для її визначення потрібно провести дослід з рідиною, поверхневий натяг σ_0 якої відомий. Нехай при цьому значенні σ_0 , $h = h_0$. Тоді $A = \frac{\sigma_0}{h_0}$. Шуканий поверхневий натяг $\sigma = \sigma_0 \frac{h}{h_0}$. Методом логарифмування та диференціювання знаходимо відносну похибку результату: $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta\sigma_0}{\sigma_0} + \frac{\Delta h_0}{h_0} + \frac{\Delta h}{h}$.

Порядок виконання роботи

1. Налити в посудину 2 двічі дистильовану воду до такого рівня, щоб капілярний наконечник 7 лише торкався її поверхні. Відкривши відросток 9, зрівняти рівні рідини в колінах манометра. Манометрична рідина, наприклад толуол, повинна добре змочувати скло. Щоб підвищити точність відліків h , можна використати похилий манометр.

Закривши відросток 9, відкрити кран 11 аспіратора так, щоб тиск змінювався досить повільно й легко було визначити за манометром h момент відриву бульбашки. Коли встановиться певна частота утримання бульбашок, зробити відліки h за манометром не менш як для десять бульбашок. Одночасно треба записати показати термометра 1. Знаючи з таблиць σ_0 для води при певній температурі, визначити сталу приладу A .

2. Замінивши в посудині 2 воду досліджуваною рідиною, провести аналогічні вимірювання та визначити σ при різних наперед заданих температурах. Здобуті експериментальні дані зобразити графічно $\sigma = f(T)$.

3. Показати, що стала приладу A пропорційна радіусу r капіляра.

Контрольні запитання та завдання

1. Яка відмінність між станами молекул, які перебувають у середині рідини та в поверхневому шарі?
2. Від чого залежить сила поверхневого натягу? Де вона прикладена?
3. З'ясуйте фізичний зміст поверхневого натягу (фізичної величини).
4. Які методи визначення поверхневого натягу ви знаєте?
5. У чому полягає суть явища змочування твердого тіла рідиною?

6. Як змінюється поверхневий натяг рідини зі зміною температури? Чому?

7. Чому за відсутності зовнішніх сил рідина набуває форми сфери?

8. Яку роботу потрібно виконати, щоб надути мильну бульбашку радіусом 4 см?

Лабораторна робота № 23

Визначення поверхневого натягу рідин методом відриву крапель

Мета роботи: визначити коефіцієнт поверхневого натягу рідин методом відриву крапель.

Прилади й матеріали: бюретка; штатив; вимірювальний мікроскоп; аналітичні терези; набір капілярних трубок; еталонна рідина (дистильована вода); досліджувані рідини.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацювати літературу [1, § 121, 122], [2, § 19.3], [6, Р. 7 § 3] і теоретичні відомості запропонованого посібника.

2. Визначте поверхневий натяг рідини методом відриву крапель.

Теоретичні відомості й опис приладів

Рідкий стан, займаючи за своїми властивостями проміжне положення між газами та кристалами, поєднує деякі риси обох цих станів. Зокрема, для рідин характерна наявність власного об'єму, але водночас вона набуває форми посудини, у якій міститься. У розміщенні частинок рідини спостерігається так званий ближній порядок. Це означає, що стосовно довільної частинки розміщення найближчих до неї сусідів упорядковане.

Молекули рідини розташовуються настільки близько одна до одної, що сили притягання між ними досить значні. Однак ці сили швидко зменшуються у залежності від відстані між молекулами. Мінімальну відстань, на якій можна знехтувати силами взаємодії між молекулами рідини, називають *радіусом молекулярної взаємодії*, а сферу цього радіуса – сферою молекулярної взаємодії. Радіус

молекулярної взаємодії дорівнює декільком ефективним діаметрам молекули.

Кожна молекула зазнає притягання зі сторони всіх сусідніх із нею молекул, які розміщуються в межах сфери її молекулярної дії. Якщо молекула перебуває від поверхні рідини на відстані, котра перевищує радіус молекулярної дії, то рівнодійна всіх сил притягання для неї в середньому дорівнює нулю.

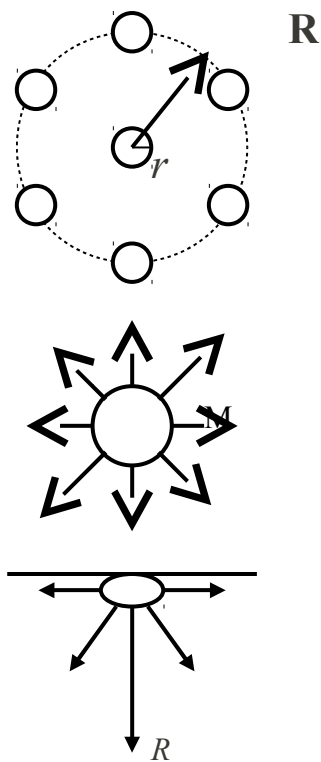


Рис. 23.1. Пояснення сил взаємодії між молекулами рідини

Поверхня рідини, яка стикається з іншим середовищем, наприклад із її власною парою, із якоюсь іншою рідиною або з твердим тілом (зокрема, зі стінками посудини, у якій вона міститься), перебуває в особливих умовах порівняно з усією масою рідини. Оскільки густина пари, з якою межує рідина, значно менша від густини рідини, то частина сфери молекулярної дії, яка виступає за межі рідини, буде менш заповнена молекулами, ніж та, яка міститься в рідині. У результаті на кожен молекулу, яка розміщується в поверхневому шарі товщиною, що дорівнює радіусу молекулярної дії, буде діяти сила, напрямлена всередину рідини. Розмір цієї сили зростає в напрямку від внутрішньої до зовнішньої межі шару. Отже, на молекули дуже тонкого поверхневого шару діють сили, які притягують

ці молекули у середину рідини. Поверхневий шар тисне з деякою силою на рідину, створюючи в ній молекулярний тиск (рис. 23.1).

На кожен молекулу рідини діють сили притягання зі сторони сусідніх молекул, які віддалені від неї на відстань $15 \cdot 10^{-10}$ м, тобто тих, центри яких перебувають усередині сфери радіусом $R = 15 \cdot 10^{-10}$ м. Оскільки $r \sim 5 \cdot 10^{-10}$ м, то радіус молекулярної дії $R \approx 3r$.

Отже, кожна молекула рідини взаємодіє тільки із сусідніми молекулами. Розглянемо молекулу, яка перебуває всередині рідини. З усіх сторін її оточує в середньому однакове число молекул, тому рівнодійна сил, які діють на молекулу, дорівнює нулю. Якщо ж молекула перебуває в поверхневому шарі, то концентрація молекул над рідиною мала, і рівнодійна сил, які діють на молекулу, не

дорівнює нулю і напрямлена всередину рідини перпендикулярно до її поверхні. У такому стані будуть перебувати всі молекули, які лежать у поверхневому шарі рідини, товщина якого дорівнює радіусу сфери молекулярної дії. Поверхневий шар рідини чинить на всю рідину тиск. Цей тиск називається внутрішнім, або молекулярним.

Оскільки внутрішній тиск напрямлений перпендикулярно поверхні рідини, то об'єм вільної рідини набуває форми кулі (за відсутності зовнішніх сил). Куля має найменшу площу поверхні при даному об'ємі. Отже, під дією молекулярних сил поверхня рідини скорочується до мінімально можливих розмірів. Поверхневий шар перебуває в напруженому розтягнутому стані. Цей стан називається поверхневим натягом, він зумовлений силами притягання між молекулами. Виділимо в рідині контур. Сума сил притягання, які діють на контур, котрий обмежує поверхню рідини, називається силою поверхневого натягу F . Ця сила пропорційна числу молекул, які прилягають до контуру, а воно, у свою чергу, пропорційне довжині контуру. Отже,

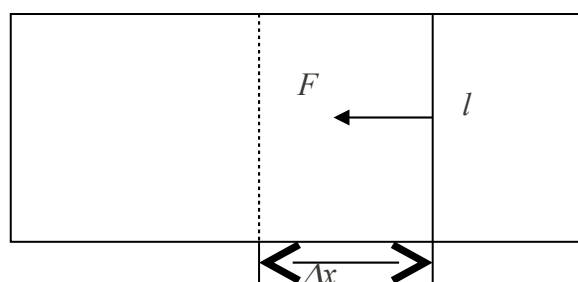
$$F = \sigma l, \quad (1)$$

σ – коефіцієнт пропорційності, який називається коефіцієнтом поверхневого натягу (поверхневим натягом): $\sigma = \frac{F}{l}$, він дорівнює силі поверхневого натягу, яка діє на одиницю довжини контуру, котрий обмежує поверхню рідини, $[\sigma] = \frac{H}{m}$.

З підвищенням температури σ зменшується у зв'язку зі збільшенням середньої відстані між молекулами.

Для збільшення поверхні рідини потрібно виконати роботу проти молекулярних сил. При скороченні поверхні молекулярні сили самі виконують роботу. Отже, при розширенні поверхні рідини її потенціальна енергія збільшується, а при скороченні – зменшується.

Визначимо роботу, яка виконується при скороченні поверхні рідини. Нехай плівка рідини натягнута на прямокутну рамку, права сторона якої довжиною l може вільно рухатися (рис. 23.2). Під дією постійної сили F поверхневого натягу ця сторона буде переміщуватися вліво, а поверхня – укорочуватися.



$A = F\Delta x = 2\sigma l\Delta x = \sigma\Delta S$, $\Delta S = 2l\Delta x$ – зміна площі поверхні. Множник 2 вказує, що плівка має дві поверхні.

Робота виконується за рахунок зменшення потенціальної енергії $\Delta W = A$.

Молекули поверхневого шару рідини мають надмірну, порівняно з молекулами, які є в об'ємі рідини, потенціальну енергію.

Та частина енергії системи, яку можна в даних умовах перетворити в механічну роботу, називається *вільною енергією*.

Вільна енергія всієї поверхні рідини рівна добутку коефіцієнта поверхневого натягу на площу цієї поверхні. $W = \sigma S$.

Отже, $\sigma = \frac{W}{S}$ – коефіцієнт поверхневого натягу дорівнює вільній енергії одиниці площі поверхні рідини, $[\sigma] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}$.

На практиці одним із поширених методів вимірювання коефіцієнта поверхневого натягу рідини σ є метод відриву крапель. При порівняно невеликій швидкості витікання рідини з вузької трубки утворюються краплі майже сферичної форми. Перед відривом краплі виникає «нитка», по якій і відбувається розрив (рис. 23.3). На краплю діє дві сили: сила тяжіння m_0g та сила поверхневого натягу $F = \sigma l$. Крапля відривається тоді, коли ці сили стають рівними.

Нехай діаметр нитки в момент відриву краплі дорівнює $d = 2r$. Тоді справедлива рівність $\pi d\sigma = m_0g$. Звідси

$$\sigma = \frac{m_0g}{\pi d}. \quad (2)$$

Для більш точного визначення коефіцієнта σ знаходять масу m певної кількості n крапель, а потім середнє значення маси окремої краплі

$$\sigma = \frac{mg}{\pi dn}. \quad (3)$$

Використовується також варіант підрахунку числа крапель n певного об'єму V витікаючої рідини. Розрізняють абсолютний і відносний способи визначення коефіцієнта σ .

Абсолютний спосіб полягає у вираженні у формулі (2) маси краплі m_0 через її об'єм рідини V , визначений за шкалою бюретки, густину рідини ρ і кількість крапель n :

$$\sigma = \frac{\rho g V}{\pi dn}. \quad (4)$$



Рис. 23.3.
Метод відриву крапель

Відносний спосіб полягає в порівнянні коефіцієнтів поверхневого натягу досліджуваної рідини σ й еталонної σ_0 . Записавши (4) для однакових об'ємів цих рідин, дістанемо:

$$\sigma = \frac{\rho d_0 n_0}{\rho_0 d n} \sigma_0, \quad (5)$$

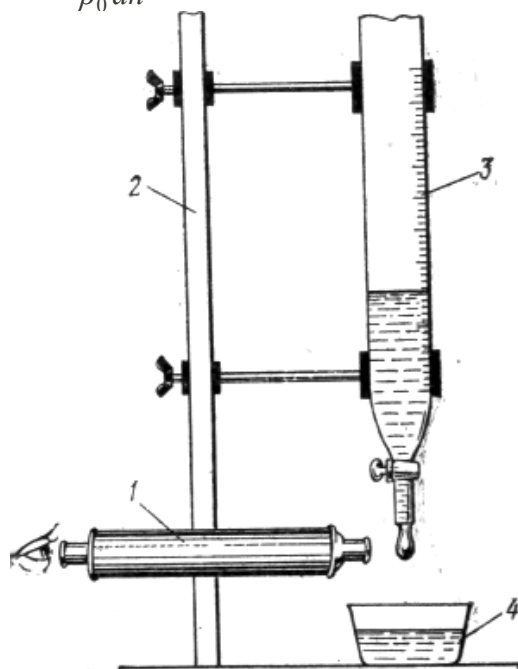


Рис. 23.4. Схема приладу для визначення коефіцієнта поверхневого натягу

де ρ_0 , n_0 , d_0 – відповідно густина, кількість крапель, діаметр шийки краплі еталонної рідини; ρ , n , d – аналогічні параметри досліджуваної рідини. Еталонною рідиною рекомендують брати дистильовану воду. Густину рідини можна визначити пікнометричним методом. На рис. 23.4 зображено схему приладу для визначення коефіцієнта поверхневого натягу σ рідини методом відриву краплі. Рідину наливають у бюретку 3, закріплену в штативі 2. Рідину, яка витікає з бюретки, збирають у скляному кристалізаторі 4. Діаметр шийки краплі ви-мірюють мікроскопом 1.

Порядок виконання роботи

Завдання 1

1. У чисту бюретку, промиту хромовою сумішшю (5 %-й розчин двохромовокислого калію в концентрованій сірчаній кислоті) та дистильованою водою, налейте приблизно 10 см^3 досліджуваної рідини, відкрийте кран і заповніть рідиною вузьку частину бюретки нижче крана.

2. Зважте на аналітичних терезах скляний кристалізатор.

3. Відкривши кран, забезпечте повільне витікання крапель; відрахуйте 50–100 крапель. Одночасно виміряйте мікроскопом діаметр шийки 10–15 крапель. Обчисліть середнє значення діаметра шийки краплі d .

4. Зважте кристалізатор й обчисліть масу n крапель.

5. За формулою (3) обчисліть σ .

6. Дослід повторіть 5–8 разів.

7. Обчисліть відносну похибку використовуючи метод логарифмування та диференціювання: $\varepsilon = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta d}{d}$, де Δm , Δd – абсолютні похибки вимірювання маси n крапель рідини та діаметра шийки краплі.

8. Обчисліть абсолютну похибку $\Delta\sigma = \varepsilon\sigma$.

Завдання 2

1. Визначте пікнометричним методом густину досліджуваної рідини.

2. Заповніть мікробюретку досліджуваною рідиною, зафіксуйте об'єм рідини.

3. Відкривши кран, підрахуйте кількість крапель n у досліджуваному об'ємі.

4. Виміряйте мікроскопом середнє значення діаметра шийки краплі d .

5. За формулою (3) обчисліть σ .

6. Дослід повторіть 5–8 разів.

7. Оцініть точність результатів вимірювання.

Завдання 3

1. Заповнивши мікробюретку еталонною рідиною (дистильована вода), зафіксуйте об'єм рідини.

2. Відкривши кран, підрахуйте кількість крапель n_0 . Дослід повторіть 3–5 разів.

3. Виміряйте мікроскопом середнє значення радіуса шийки краплі d_0 .

4. Заповніть мікробюретку досліджуваною рідиною. Повторіть аналогічні вимірювання, як і для еталонної рідини, 5–8 разів для того самого об'єму.

5. Значення ρ_0 , σ_0 і ρ узяти з таблиць. За формулою (4) обчисліть σ .

6. Оцініть точність результатів вимірювання.

7. Порівняйте значення σ , добути трьома способами. Результати вимірювання віднесіть до температури досліджуваного рідина.

8. Зробіть висновки відносно методів і результатів вимірювання.

Контрольні запитання та завдання

1. Яка відмінність між станами молекул, які розміщуються в середині рідини та в поверхневому шарі?

2. Від чого залежить сила поверхневого натягу? Де вона прикладена?

3. З'ясуйте фізичний зміст поверхневого натягу (фізичної величини).

4. Які вам відомі методи визначення коефіцієнта поверхневого натягу рідини?

5. Чому за відсутності зовнішніх сил крапля рідини набуває форми сфери?

6. Чому дорівнює маса краплини рідини при відриві?

7. Яку роботу потрібно виконати, щоб надуть мильну бульбашку радіусом 4 см?

Лабораторна робота № 24

Визначення коефіцієнта поверхневого натягу методом підняття рідини в капілярах

Мета роботи: визначити коефіцієнт поверхневого натягу методом підняття рідини в капілярах.

Прилади й матеріали: набір капілярних трубок діаметром 0,2–1 мм; тримач капілярних трубок; скляна посудина для досліджуваних рідин; катетометр або вимірювальний мікроскоп; висок; досліджувані рідини (спирти, толуол й ін.).

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 121, 123], [2, § 19.3, 19.4], [6, Р. 7 § 3] і теоретичні відомості запропонованого посібника.

2. Обчисліть коефіцієнт поверхневого натягу.

Теоретичні відомості й опис установки

Під викривленою поверхнею рідини, крім гідростатичного тиску, створюється ще *додатковий тиск*, зумовлений кривизною поверхні. Нехай маємо дві рідини із випуклою та вгнутою поверхнями (рис. 24.1). Випукла поверхня прямує до плоскої форми й тому буде чинити на рідину додатковий тиск, в одному напрямі і з внутрішнім тиском.

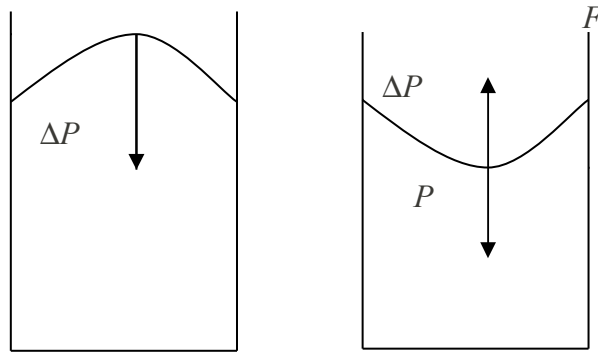


Рис. 24.1. Виникнення додаткового тиску залежно від кривизни поверхні рідини

Додатковий тиск під вгнутою поверхнею буде зменшувати внутрішній тиск.

Додатковий тиск пропорційний коефіцієнту поверхневого натягу й обернено пропорційний радіусу кривизни поверхні рідини $\Delta p \sim \frac{\sigma}{R}$.

Додатковий тиск під викривленою поверхнею рідини будь-якої форми виражається *формулою Лапласа*

$$\Delta p = \pm \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (2)$$

Знак (+) – відповідає випуклій поверхні, а знак (–) – угнутій поверхні; R_1 і R_2 – радіуси кривизни двох нормальних взаємно перпендикулярних перерізів поверхні.

Для сферичної поверхні $R_1 = R_2 = R$, тому

$$\Delta p = \pm \frac{2\sigma}{R}. \quad (3)$$

При великій кривизні, яка має місце для малесеньких крапель, додатковий тиск може бути дуже великим. Для $r = 0,001$ мм

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R} = \frac{2 \cdot 73 \cdot 10^{-3}}{10^{-6}} \approx 1,5 \cdot 10^5 \text{ (Па)}.$$

Із крапель такого розміру утворюються тумани.

Додатковий тиск відіграє велику роль у капілярних явищах. Вони проявляються на межі контакту рідини з твердим тілом. Якщо сили

притягання між молекулами рідини більші, ніж між молекулами рідини та твердого тіла, то рідина не змочує тіло. Кут θ між поверхнею тіла і дотичною до поверхні рідини називається *крайовим*. Для незмочуваних рідин $\theta > 90^\circ$. При $\theta = 180^\circ$ має місце повне незмочування. Якщо ж сили притягання між молекулами менші, ніж між молекулами рідини та твердого тіла, то рідина змочує тверде тіло при цьому крайовий кут $\theta < 90^\circ$.

Поверхня рідини повинна викривлятися біля стінок посудини. У вузьких посудинах краєві викривлення охоплюють усю поверхню рідини. Такі вузькі посудини (трубки, щілини) називаються *капілярами*.

Унаслідок додаткового тиску рідина в капілярах піднімається або опускається.

Рідина, яка змочує стінки капіляра, піднімається на деяку висоту h : $\rho gh = \frac{2\sigma}{R}$, звідки $h = \frac{2\sigma}{\rho g R}$, де R , σ , ρ , g – відповідно, радіус кривизни меніска, коефіцієнт поверхневого натягу, густина рідини, прискорення вільного падіння, $R = \frac{r}{\cos\theta}$, де r – радіус трубки.

Висота h піднімання рідини в циліндричній капілярній трубці радіуса r , яку вміщено в широкую посудину, визначається за формулою Жюрена:

$$h = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g r} \quad (4)$$

Формула (4) справедлива і для випадку незмочування рідиною твердого тіла.

У дуже тонких капілярах рідина може підніматися на велику висоту. Якщо має місце повне змочування, то $\theta = 0^\circ$ і $h = \frac{2\sigma}{\rho g r}$. Капілярні явища відіграють важливу роль у природі та техніці.

У роботі для визначення коефіцієнта поверхневого натягу використовують одночасно два капіляри радіуса r_1 і r_2 . У цьому разі

$$h_1 = \frac{2\sigma}{\rho g r_1}, \quad h_2 = \frac{2\sigma}{\rho g r_2} \quad (5)$$

Оскільки $\Delta h = h_1 - h_2$, то, ураховуючи (5), знаходимо

$$\sigma = \rho g \Delta h \frac{r_1 r_2}{2(r_2 - r_1)} \quad (6)$$

Схему установки зображено на рис. 24.2, де 6 – посудина з досліджуваною рідиною; 5 – капіляри, закріплені на штативі 4; 3 – вимірювальний мікроскоп на рухомій підставці 2; 1 – мікрогвинт; 7 – висок.

На рис. 24.3 метод вимірювання різниці рівнів рідини в капілярах Δh ілюструється за допомогою окулярної шкали вимірювального

мікроскопа.

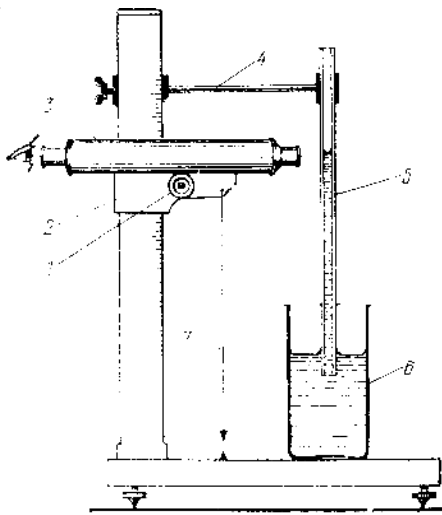


Рис. 24.2. Схема установки для визначення коефіцієнта поверхневого натягу: 1 – мікрогвинт; 2 – підставка; 3 – мікроскоп; 4 – штатив; 5 – капіляри; 6 – посудина з рідиною; 7 – висок

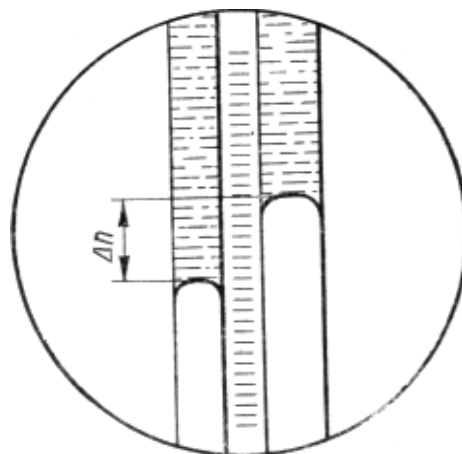


Рис. 24.3. Окулярна шкала мікроскопа

Порядок виконання роботи

1. Якщо радіуси капілярів невідомі, їх потрібно виміряти мікроскопом або методом заповнення рідиною з наступним зважуванням.

2. Капіляри старанно промити розчином двохромового калію в сірчаній кислоті, а потім дистильованою водою.

3. Закріпити на штативі занурені в досліджувану рідину на глибину 1–2 см промиті капіляри радіусів r_1 і r_2 .

4. За допомогою вимірювального мікроскопа виміряти різницю рівнів рідини в капілярах Δh .

5. За формулою (6) обчислити коефіцієнт σ . Дослід повторити 3–5 разів при різному зануренні капілярів у досліджувану рідину. Зафіксувати температуру дослідження.

6. Оцінити результати вимірювань.

7. Визначити відносну похибку результату за формулою

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta h_1 + \Delta h_2}{h_1 - h_2} + \frac{\Delta r_1}{r_1} + \frac{\Delta r_2}{r_2} + \frac{\Delta r_2 + \Delta r_1}{r_2 - r_1}.$$

8. Зробити висновок про методику й результати вимірювань.

Контрольні запитання

1. Чому в роботі краще одночасно використовувати два капіляри?
2. Що є причиною підняття змочувальних рідин у капілярах?
3. Чому в роботі велика увага приділяється чистоті капілярів?
4. У чому полягає суть явища змочування твердого тіла рідиною?

5. Яке практичне значення капілярних явищ?
6. На яку висоту піднімається рідина в капілярній трубці під час її змочування?

*Лабораторна робота № 25**

Визначення теплоємностей твердих тіл

Мета роботи: визначити теплоємності зразків металів калориметричним методом з використанням електричного нагрівання.

Прилади й матеріали: експериментальна установка ФПТ 1-8: блок приладів (джерело живлення нагрівника, вольтметр, амперметр, секундомір) блок робочого елемента, стояк, нагрівник, досліджувані зразки.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 127], [2, § 18.6], [6, Р. 9 § 5] і теоретичні відомості цього посібника.
2. Побудуйте графік залежності різниці часу нагрівання калориметра із зразком і порожнього калориметра від зміни температури калориметра.
3. Визначте кутовий коефіцієнт.
4. Визначте питому теплоємність зразка.

Теоретичні відомості

З теорії ідеального газу відомо, що середня кінетична енергія одноатомних молекул (ізольованих часток)

$$\bar{E}_k = \frac{3}{2} kT ,$$

де k – стала Больцмана.

Тоді середнє значення повної енергії частинки коливального руху в кристалічній ґратці

$$\bar{U}_0 = 3kT .$$

Повну внутрішню енергію U одного моля твердого тіла одержимо, домноживши середню енергію однієї частинки на число частинок, що незалежно коливаються, які містяться в одному молі, тобто на сталу Авогадро N_A :

$$U = \bar{U}_0 N_A = 3N_A kT = 3RT , \quad (1)$$

де R – універсальна газова стала; $R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$.

Для твердих тіл, унаслідок малого розміру коефіцієнта теплового розширення, теплоємності за сталих тиску й об'єму фактично не відрізняються одна від одної. Тому, ураховуючи (1), молярна теплоємність твердого тіла

$$C_{\mu} = C_{\mu V} = \frac{dU}{dT} = 3R . \quad (2)$$

Підставивши числове значення універсальної газової сталої, одержимо:

$$C_{\mu} = 25 \text{ Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К}) .$$

Ця рівність, яка називається законом Дюлінга і Пті, виконується досить точно для багатьох речовин за кімнатної температури. Однак із зниженням температури теплоємності всіх твердих тіл зменшуються, наближаючися до нуля за $T \rightarrow 0$. Біля абсолютного нуля молярна теплоємність усіх тіл пропорційна T^3 , і тільки за досить високої, характерної для кожної речовини температури починає виконувалася рівність (2). Ці особливості теплоємностей твердих тіл за

низьких

температур можна пояснити за допомогою квантової теорії теплоємностей, створеної Ейнштейном та Дебаєм.

Для експериментального визначення теплоємності досліджуване тіло вміщується в калориметр, який нагрівається електричним струмом. Якщо температуру калориметра з досліджуваним зразком дуже повільно збільшувати від початкової T_0 на ΔT , то енергія електричного струму піде на нагрівання зразка й калориметра:

$$IU \tau = m_0 c_0 \Delta T + mc \Delta T + \Delta Q \quad (3)$$

де I і U – струм і напруга нагрівача; τ – час нагрівання; m_0 і m – маси калориметра й досліджуваного зразка, c_0 і c – питомі теплоємності калориметра та досліджуваного зразка, ΔQ – втрати теплоти в теплоізоляцію калориметра та в навколишній простір.

Для виключення з рівняння (3) кількості теплоти, витраченої на нагрівання калориметра, і втрат теплоти в навколишній простір, необхідно за тієї самої потужності нагрівника нагріти порожній калориметр (без зразка) від початкової температури T_0 на таку саму різницю температур ΔT . Утрати теплоти в обох випадках будуть практично однаковими і досить малими, якщо температура захисного кожуха калориметра в обох випадках стала й дорівнює кімнатній:

$$IU \tau_0 = m_0 c_0 \Delta T + \Delta Q_0 . \quad (4)$$

З рівнянь (3) і (4) випливає:

$$IU(\tau - \tau_0) = mc \Delta T . \quad (5)$$

Рівняння (5) може бути використане для експериментального визначення питомої теплоємності матеріалу досліджуваного зразка. Змінюючи температуру калориметра, необхідно побудувати графік залежності різниці часу нагрівання від зміни температури досліджуваного зразка: $(\tau - \tau_0) = f(\Delta T)$, за кутовим коефіцієнтом якого $K_\alpha = \frac{mc}{IU}$ можна визначити питому теплоємність зразка.

Експериментальна установка

Для визначення теплоємності твердих тіл призначена експериментальна установка ФПТ 1-8, загальний вигляд якої зображено на рис. 25.1.

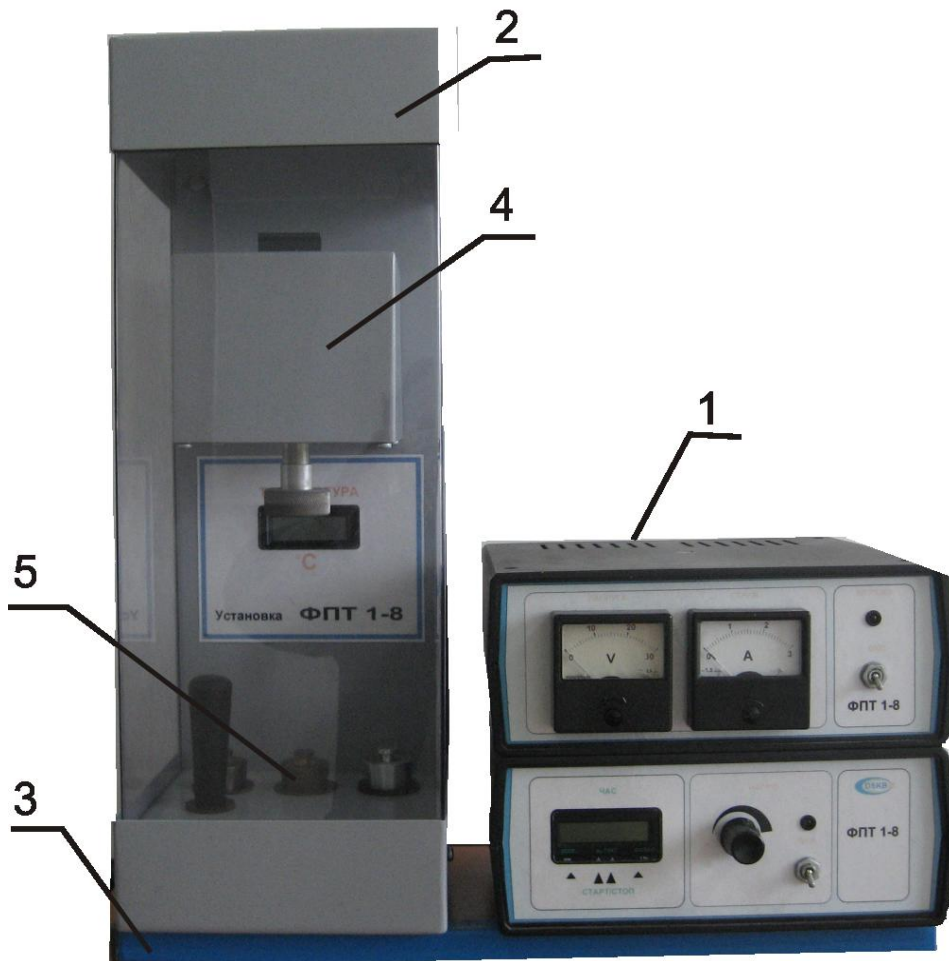


Рис. 25.1. Загальний вигляд експериментальної установки ФПТ 1-8:

1 – блок приладів; 2 – блок робочого елемента; 3 – стояк;
4 – нагрівник; 5 – досліджувані зразки

Зразки нагріваються в калориметрі, схема якого наведена на рис. 25.2. Калориметр складається з латунного корпусу з конічним отвором, куди вміщується досліджуваний зразок. На зовнішній по-

верхні корпусу в спеціальних пазах розміщена нагрівальна спіраль. Зовні корпус калориметра теплоізолювано шарами азбесту та скловолокна та закрито алюмінієвим кожухом. Калориметр закривається теплоізолюваною кришкою. Досліджувані зразки розміщені в гніздах у блоці робочого елемента 2. Після закінчення експерименту зразок можна виштовхнути з конічної порожнини корпусу калориметра за допомогою гвинта. Для видалення нагрітого зразка з калориметра й установки зразка в нагрівник використовується рукоятка, розміщена в спеціальному гнізді поруч із досліджуваними зразками. Температура калориметра вимірюється цифровим термометром, датчик якого розміщений у корпусі калориметра.

У блоці приладів 7 міститься також джерело живлення нагрівника, потужність якого установлюється регулятором «Нагрів».

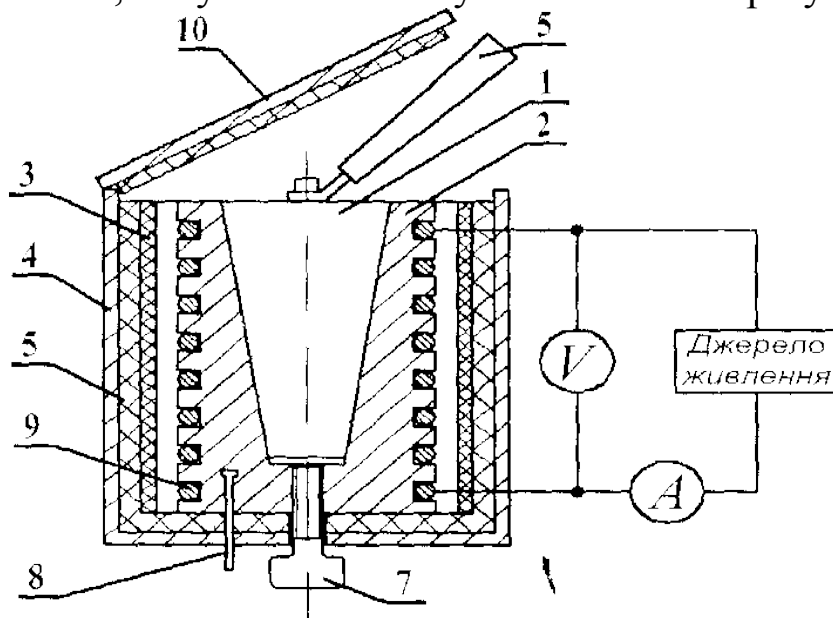


Рис. 25.2. Схема калориметра: 1 – зразок; 2 – корпус; 3 – азбест; 4 – кожух; 5 – рукоятка; 6 – скловолокно; 7 – гвинт; 8 – датчик температури; 9 – нагрівник; 10 – кришка

Напруга й сила струму у колі нагрівника вимірюються вольтметром й амперметром, які розміщуються на передній панелі блоку приладів. Час нагрівання калориметра вимірюється секундоміром, розміщеним у блоці приладів. Секундомір приводиться в дію під час умикання живлення блоку приладів.

Атомні маси зразків наведені в табл. 1.

Таблиця 1

№ з/п	Матеріал зразка	Атомна маса, кг/моль
1	Дюраль	$26,98 \cdot 10^{-3}$
2	Латунь	$63,57 \cdot 10^{-3}$

3	Сталь	$55,85 \cdot 10^{-3}$
---	-------	-----------------------

Порядок виконання роботи

1. Зняти кожух із блока робочого елемента установки й підвісити його на гвинтах задньої панелі. Увімкнути установку тумблером «Мережа».

2. Порожній калориметр щільно закрити кришкою. Увімкнути тумблер «Нагрів». За допомогою регулятора «Нагрів» установити необхідну напругу в колі.

3. При температурі калориметра $t_0 = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ увімкнути відлік часу, зробити 7–10 вимірів часу нагрівання порожнього калориметра через інтервал $1 \text{ }^\circ\text{C}$. Результати занести до табл. 2.

Таблиця 2

№ вим.	$U, \text{ В}$	$I, \text{ А}$	$\Delta T, \text{ К}$	$\tau_0, \text{ с}$	$\tau, \text{ с}$	$\tau - \tau_0, \text{ с}$	$c, \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$	$C_\mu, \text{ Дж/(моль}\cdot\text{К)}$

4. Вимкнути тумблер «Нагрів», відкрити кришку й охолодити калориметр до початкової температури t_0 .

5. Обертаючи гвинт уліво, помістити в калориметр один із досліджуваних зразків, узятий за вказівкою викладача. Щільно закрити кришку калориметра й зачекати 3 хв до вирівнювання температур калориметра та зразка.

6. Увімкнути нагрівник калориметра, установивши те саме значення напруги в колі, що й при нагріванні порожнього калориметра.

7. Увімкнути відлік часу за тієї самої початкової температури t_0 . Зробити 7–10 вимірів часу τ нагрівання калориметра із зразком через інтервал температури $1 \text{ }^\circ\text{C}$. Результати занести до табл. 2.

8. Регулятор „Нагрів” установити в крайнє ліве положення, вимкнути тумблер «Нагрів», відкрити кришку калориметра. Для видалення зразка з калориметра гвинт обертати вправо, після чого за допомогою рукоятки вийняти нагрітий зразок.

9. Вимкнути установку тумблером «Мережа».

Обробка результатів

1. Побудувати графік залежності різниці часу нагрівання калориметра $(\tau - \tau_0) = f(\Delta T)$ із зразком і порожнього калориметра від зміни температури калориметра та визначити кутовий коефіцієнт K_α .

2. Використовуючи знайдений кутовий коефіцієнт K_α , визначити питому теплоємність зразка за формулою $c = \frac{IU}{m} K_\alpha$.

3. Використовуючи дані табл. 1, визначити молярну теплоємність

зразка.

4. Оцінити похибку результатів вимірювань.

Контрольні запитання та завдання

1. Яка величина називається теплоємністю речовини, питомою й молярною теплоємністю? У яких одиницях SI вони вимірюються?
2. Виведіть формулу для повної внутрішньої енергії 1 моля твердого тіла.
3. У чому особливості теплоємностей твердих тіл? Виведіть формулу для молярної теплоємності твердого тіла.
4. Запишіть і поясніть закон Дюлонга та Пті.
5. Обчисліть, застосовуючи закон Дюлонга та Пті, питомі теплоємності алюмінію ${}_{23}Al^{27}$ та заліза ${}_{26}Fe^{56}$.
6. У чому полягає метод електричного нагрівання для визначення теплоємності твердих тіл?
7. Виведіть формулу для експериментального визначення теплоємності.
8. Чому під час виконання експерименту нагрівання порожнього калориметра та калориметра зі зразком потрібно проводити при одній і тій самій потужності нагрівника?
9. Чим обмежена максимально допустима температура нагрівання калориметра?
10. Основні джерела похибок цього методу вимірювання.

Лабораторна робота № 26

Визначення теплопровідності твердих тіл

Мета роботи: визначити теплопровідність твердих тіл.

Прилади й матеріали: прилад Христіансена; електроплитка; термомпари; мілівольтметр; мікрометр.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [2, § 18.7] і теоретичні відомості цього посібника.
2. Вивчіть будову приладу Христіансена.
3. Вивчіть суть методу Христіансена.
4. Визначте температурну залежність коефіцієнта теплопровідності неметалічних кристалів.

Теоретичні відомості й опис приладу

Під час контакту тіл із різними температурами завжди теплота передається від тіла з вищою температурою до тіла з нижчою температурою. Передача теплоти від однієї частини тіла до другої внаслідок теплового руху частинок, із яких складається тіло, називається теплопровідністю (процес). У твердих тілах процес теплопровідності зумовлений тепловими коливаннями частинок, які утворюють кристалічну ґратку, а в металах, крім того, і тепловим рухом електронів.

Якщо на гранях пластинки (диска), виготовленої з даного матеріалу, підтримувати незмінними температури $t_1 \neq t_2$, то теплота безперервно буде переходити від грані з вищою температурою до грані з нижчою температурою і через деякий час установиться стаціонарний тепловий потік.

Кількість теплоти, яка переходить від однієї грані пластинки до другої, буде визначатися законом Фур'є. Для одновимірного випадку він записується у вигляді:

$$Q = K \frac{t_1 - t_2}{d} S \tau, \quad (1)$$

де $t_1 - t_2$ – різниця температур на гранях пластинки; S – площа однієї з граней; τ – час теплообміну; d – товщина пластинки; K – теплопровідність (фізична величина).

Із формули (1) теплопровідність дорівнює:

$$K = \frac{Q}{\frac{t_1 - t_2}{d} S \tau} = \frac{Qd}{(t_1 - t_2) S \tau} \left(\frac{Bm}{m \cdot ^\circ C} \right), \quad (2)$$

де $\frac{t_1 - t_2}{d}$ – градієнт температури в пластинці.

Теплопровідність характеризує властивість даного матеріалу й чисельно дорівнює кількості теплоти, яка проходить через одиничну площадку, перпендикулярну до потоку теплоти, за одиницю часу при градієнті температури, який дорівнює одиниці.

У цій роботі теплопровідність визначається методом Христіансена. Прилад для визначення K (рис. 26.1), складається із циліндричних посудин X й H , між якими розміщені три металеві диски (1, 2, 3) з отворами для термопар.

Між 1 і 2 дисками розміщують пластинку з відомою теплопровідністю K_0 , а між 2 і 3 дисками – пластинку з речовини, теплопровідність K_1 яку потрібно визначити (площі поперечних перерізів пластинок і дисків повинні бути однакові). Через посудину X пропускають холодну воду, яка охолоджуватиме диск 3. У посудину H надходить із кип'ятильника водяна пара, яка нагріває диск 1. Через деякий час у

пластинах і дисках установиться стаціонарний тепловий потік (температури дисків t_1, t_2, t_3 перестануть змінюватись). При стаціонарному тепловому потоці через будь-яку пластинку за однакові проміжки часу пройдуть рівні кількості теплоти.

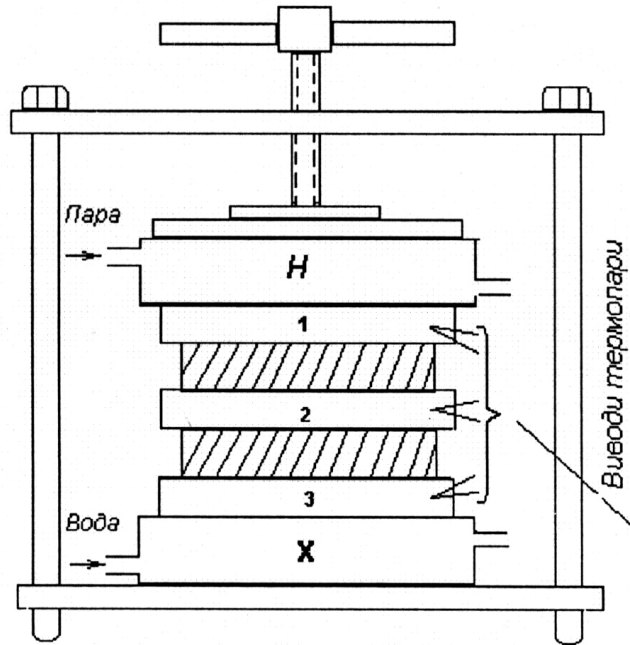


Рис. 26.1. Прилад Христіансена

Кількість теплоти, яка пройшла за час τ від диска 1 до диска 2, (через пластинку з відомим K_0) на основі (1) визначиться за формулою

$$Q_0 = K_0 \frac{t_1 - t_2}{d_0} S \tau,$$

де d_0 – товщина пластинки з відомою K_0 . Через пластинку з невідомою K_1 за такий самий час τ пройде кількість теплоти:

$$Q_1 = K_1 \frac{t_2 - t_3}{d_1} S \tau,$$

де d_1 – товщина пластинки з невідомою теплопровідністю K_1 .

Оскільки при стаціонарному потоці $Q_1 = Q_0$, то

$$K_1 \frac{t_2 - t_3}{d_1} S \tau = K_0 \frac{t_1 - t_2}{d_0} S \tau.$$

Звідки теплопровідність досліджуваного матеріалу буде дорівнювати:

$$K_1 = K_0 \frac{(t_1 - t_2) d_1}{(t_2 - t_3) d_0}. \quad (3)$$

Формула (3) дає задовільну точність у тому випадку, коли будуть незначні втрати теплоти дисками та пластинками в навколишнє се-

редовище $Q_1 \cong Q_0$. Для цього диски й пластинки під час експерименту розміщують у теплоізоляційному кожусі.

Логарифмуючи та диференціюючи співвідношення (3), знаходимо відносну похибку результату:

$$\varepsilon = \frac{\Delta K_1}{K_1} = \frac{\Delta K_0}{K_0} + \frac{2\Delta t}{t_1 - t_2} + \frac{2\Delta t}{t_2 - t_3} + \frac{\Delta d}{d_0} + \frac{\Delta d}{d_1} . \quad (4)$$

Абсолютна похибка $\Delta K_1 = \varepsilon K_1$.

Порядок виконання роботи

1. У декількох (3–4) місцях виміряти мікрометром товщину досліджуваної пластинки d_2 і товщину d_1 пластинки з відомим K_0 .
2. Зібрати установку так, як показано на рис. 26.1.
3. Через посудину X пустити холодну воду з водопроводу, а через посудину H пропускати водяну пару і спостерігати за температурою дисків 1, 2, 3.
4. Через 20–30 хв, коли температура дисків перестане змінюватись із часом визначити температури t_1 , t_2 і t_3 . Перекрити воду й вимкнути електроплитку, яка нагрівала воду.
5. Результати вимірювань занести в табл. 1.

Таблиця 1

№ п/п	d_1	d_2	t_1	t_2	t_3	K_0	K_1	ΔK

6. Підставляючи у формулу (3) значення виміряних величин і значення K_0 , узяті з таблиць, визначити K_1 досліджуваного матеріалу.
7. Обчислити відносну й абсолютну похибки отриманого результату.

Контрольні запитання та завдання

1. У чому полягає явище теплопровідності? Яким законом воно описується?
2. Поясніть механізм теплопровідності в різних речовинах.
3. Яка формула для визначення коефіцієнта теплопровідності?
4. Який фізичний зміст коефіцієнта теплопровідності? У яких одиницях він вимірюється?
5. Що таке тепловий потік? Який тепловий потік називається стаціонарним?
6. Як залежить коефіцієнт теплопровідності неметалічних кристалів від температури? Пояснити цю залежність.

7. Які методи визначення коефіцієнта теплопровідності?
8. За якої умови метод Христіансена для визначення K дає задовільні результати?

*Лабораторна робота № 27**

Визначення зміни ентропії в процесі нагрівання та плавлення олова

Мета роботи: визначення зміни ентропії за фазового переходу першого роду на прикладі плавлення олова.

Прилади й матеріали: експериментальна установка ФПТ 1-11: стояк, кронштейн, нагрівник, датчик температури, тигель із досліджуваним матеріалом, блок робочого елемента, блок приладів.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [1, § 109], [4, § 16.8], [6, Р. 6 § 9-12] і теоретичні відомості запропонованого посібника.

2. Дослідіть зміну температури олова під час нагрівання та охолодження та побудуйте графік.

Теоретичні відомості

Фазовий перехід першого роду – це перехід речовини з одного стану в інший, який супроводжується поглинанням або виділенням деякої кількості прихованої теплоти та зміною питомого об'єму речовини. При цьому температура переходу залишається сталою і залежить від тиску. Отже, для розплавлення деякої маси m речовини при температурі плавлення T_{II} , необхідно витратити кількість теплоти

$$Q_{II} = \lambda m, \quad (1)$$

де λ – питома теплота плавлення цієї речовини.

Ентропією називається така функція стану термодинамічної системи, диференціал якої dS в оборотному процесі дорівнює відношенню нескінченно малої кількості теплоти δQ , наданої системі, до термодинамічної температури T системи:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}.$$

Ентропія завжди визначається з точністю до сталої величини, тому зміст має лише її зміна при переході системи зі стану 1 до стану 2:

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

Процес плавлення олова проходить за сталої температури $T=T_{\text{п}}$ і, отже, є ізотермічним. Зміну ентропії в такому процесі можна знайти за формулою (2):

$$\Delta S_{\text{п}} = \frac{1}{T_{\text{п}}} \int_1^2 \delta Q_{\text{п}} = \frac{Q_{\text{п}}}{T_{\text{п}}}.$$

Із виразу (2) випливає, що зміну ентропії під час нагрівання та плавлення олова можна визначити як суму зміни ентропії під час нагрівання його від початкової температури $T_{\text{к}}$ до температури плавлення $T_{\text{п}}$ та при плавленні олова:

$$\Delta S = \Delta S_{\text{н}} + \Delta S_{\text{п}} = \int_{T_{\text{к}}}^{T_{\text{п}}} \frac{\delta Q_{\text{н}}}{T} + \frac{Q_{\text{п}}}{T}.$$

Ураховуючи, що $\delta Q_{\text{н}} = cm dT$, і беручи до уваги формулу (1), дістаємо:

$$\Delta S = cm \int_{T_{\text{к}}}^{T_{\text{п}}} \frac{dT}{T} + \frac{\lambda m}{T_{\text{п}}};$$

або

$$\Delta S = cm \ln \frac{T_{\text{п}}}{T_{\text{к}}} + \frac{\lambda m}{T_{\text{п}}}, \quad (3)$$

де c і λ – питома теплоємність та питома теплота плавлення олова.

Формула (3) може бути використана для експериментального визначення зміни ентропії при нагріванні та плавленні олова після вимірювання значень температур $T_{\text{к}}$ і $T_{\text{п}}$.

Експериментальна установка

Для визначення зміни ентропії при нагріванні та плавленні олова призначена експериментальна установка ФПТ 1-11, загальний вигляд якої показано на рис. 27.1.

Нагрівання олова відбувається в тиглі за допомогою електричного нагрівника 3, джерело живлення якого розміщене в блоці приладів 7. Температура олова вимірюється цифровим термометром, розміщеним у блоці робочого елемента 6. Час нагрівання вимірюється цифровим секундоміром, розміщеним у блоці приладів. Секундомір приводиться в дію вмиканням живлення блоку приладів.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути установку тумблером „Мережа” та виміряти початкову температуру олова ($T_{\text{к}}$).
2. Одночасно увімкнути нагрівник та секундомір і через кожну хвилину вимірювати температуру олова. Вимірювання проводити доки температура після досягнення сталої величини ($T_{\text{п}}$) не почне підвищуватись. Результати вимірювань позначити на графіку $T = f(t)$.

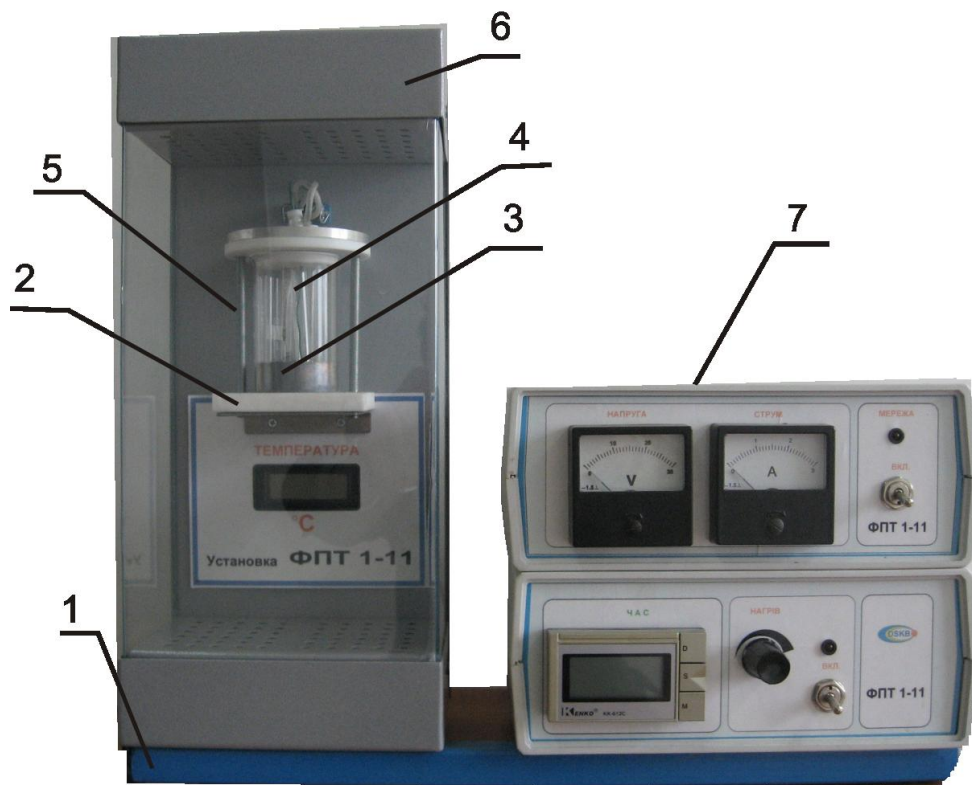


Рис. 27.1. Загальний вигляд експериментальної установки ФПТ 1-11: 1 – стояк; 2 – кронштейн; 3 – нагрівник; 4 – датчик температури; 5 – тигель з досліджуваним матеріалом; 6 – блок робочого елемента; 7 – блок приладів

3. Вимкнути нагрівник та провести аналогічні виміри при охолодженні олова, позначаючи температуру на тому самому графіку, що й у п.2.

4. Вимкнути установку тумблером „Мережа”.

Обробка результатів вимірювань

1. За двома одержаними графіками визначити температури, які відповідають ділянкам, паралельним осі часу й за їхнім середнім значенням знайти температуру плавлення олова.

2. За формулою (3) визначити зміну ентропії під час нагрівання та плавлення олова. Питому теплоту плавлення й питому теплоємність олова знайти в довідниках.

3. Оцінити похибку результатів вимірювань.

Контрольні запитання

1. Що таке фазовий перехід першого роду?
2. Що таке ентропія?
3. Чому дорівнює зміна ентропії за ізотермічного й адіабатного процесів?

4. Виведіть основну обчислювальну формулу, яка використовується в цій роботі.
5. У чому полягає метод визначення зміни ентропії за нагрівання та плавлення олова, який використано в цій роботі?
6. До якої температури слід нагріти олово в тиглі під час виконання експерименту?
7. Які основні джерела похибок цього методу вимірювання?

Лабораторна робота № 28

Техніка одержання та вимірювання вакууму

Мета роботи: вивчити техніку одержання та вимірювання вакууму.

Прилади й матеріали: вакуумна установка; манометри; розрядна трубка і трубка, призначена для визначення підтікання в системі; трансформатор Тесла; розбірна модель ротаційного насоса.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [2, § 15.4]. [6, Р. 4 § 7] і теоретичні відомості запропонованого посібника.
2. Ознайомитись з технікою одержання та вимірювання вакууму.

Теоретичні відомості й опис приладів

При досить малих тисках середня довжина вільного пробігу молекул λ може перевищувати лінійні розміри посудини L . Таке розрідження називається вакуумом. Вакуумною називається система обмеженого об'єму, у якій міститься газ під тиском, значно меншим від атмосферного. Основними одиницями тиску у вакуумних системах слугують: *Па* (паскаль), *Торр* або *мм рт. ст.* та *мбар*, $1 \text{ Торр} = 1 \text{ мм рт. ст.} = 133,322 \text{ Па}$. Загалом поняття вакууму відносне. Так, наприклад, для газу в пористих речовинах при розмірах пор порядку 10^{-5} см уже атмосферний тиск є вакуумом. Поняття вакууму застосовне тільки відносно газу, який міститься в об'ємі посудини (воно не застосовне відносно газу в космічному просторі).

Виберемо характерний лінійний розмір посудини L порядку 10 см . При цьому розрізняють такі ступені вакууму:

- а) низький ($\lambda < L$) – діапазон тисків $0,1 \text{ МПа} - 133 \text{ Па}$;
- б) середній ($\lambda \sim L$) – діапазон тисків $133 \text{ Па} - 0,133 \text{ Па}$;

- в) високий ($\lambda \geq 1$) – діапазон тисків $0,133 \text{ Па} - 1,33 \text{ мкПа}$;
 г) надвисокий ($\lambda \gg 1$) – діапазон тисків $1,33 \text{ мкПа} - 13,3 \text{ нПа}$.

При інших розмірах посудини ступені вакууму будуть, звичайно, припадати на інші інтервали тисків.

Кількість газу у вакуумній техніці вимірюється величиною

$$Q = PV. \quad (1)$$

Відкачуваний об'єм з'єднаний із насосом трубопроводами, по яких, у процесі відкачування, тече потік газу. Потік газу дорівнює:

$$I = \frac{dQ}{dt}. \quad (2)$$

Між потоком газу й різницею тисків P_1 і P_2 на кінцях трубопроводу має місце співвідношення

$$I = L(P_1 - P_2). \quad (3)$$

Тут величина L називається пропускною здатністю трубопроводу. Пропускна здатність у загальному випадку пов'язана з тиском у трубопроводі.

Отримання вакууму. Насоси

Одним із поширених методів отримання вакууму є використання насосів. Кожен насос, незалежно від конструкції, характеризується двома головними параметрами: швидкістю відкачування та граничним тиском. *Швидкістю відкачування* називається потік газу поділений на тиск газу при вході в насос:

$$S = \frac{I}{P_{ex}}. \quad (4)$$

Швидкість відкачування вимірюється в $\text{м}^3/\text{с}$ і залежить не лише від конструкції насоса, а й від тиску P . Швидкість відкачування, починаючи з деякого тиску в будь-якого насоса починає зменшуватися. Той тиск, при якому $S = 0$ називається *граничним тиском*, тобто це той мінімальний тиск, до якого даний насос може відкачати вакуумну систему.

За розміром початкового тиску насоси можна поділити на насоси попереднього розрідження (форвакуумні) та високовакуумні. Насоси можуть працювати, починаючи з атмосферного тиску й викидати газ у повітря.

Найбільш поширеним форвакуумним насосом є механічний ротаційний насос (рис. 28.1). Він складається із циліндричної камери 4, у якій обертається циліндричний ротор 5 із лопатями 6. Пружина 7 між лопатями весь час щільно притискає їх до стінок камери.

При обертанні ротора поза лопаттю створюється розрідження й туди по трубопроводу 1, який з'єднує насос із вакуумною системою, усмоктується газ. Друга лопать стискує цей газ і виштовхує його назовні через клапан 2. Насос уміщено в посудину 3 з маслом.

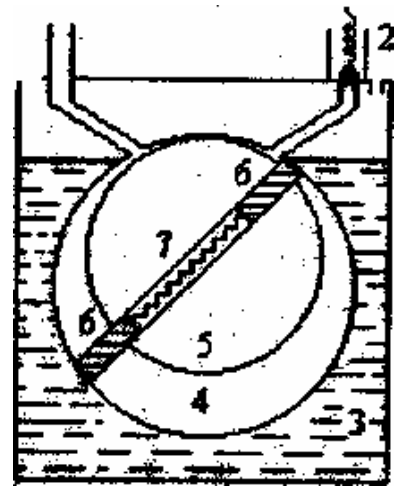


Рис. 28.1. Механічний ротаційний насос

На рис. 28.2 зображено PV – діаграма циклу роботи такого насоса. Під тиском P_{ex} через патрубок 1 газ із вакуумної системи засмоктується в камеру 4 до об'єму V_0 (процес 1–2). Потім камера відділяється від входу ротором 5 і газ адіабатно стискується до тиску $P_{вих}$ (процес 2–3) і при постійному тиску виштовхується через клапан 2 назовні (процес 3–4). При цьому деяка кількість газу залишається під клапаном, об'єм якого підтиском $P_{вих}$ – V_x . Це є залишковий, або шкідливий, об'єм. При подальшому обертанні ротора 5 відбувається всмоктування нової порції газу через патрубок 1, але в камеру 4 попадає також газ і з шкідливого об'єму V_x , який під тиском P_{ex} займає об'єм V_1 , розширюючися при цьому адіабатно (процес 4–1).

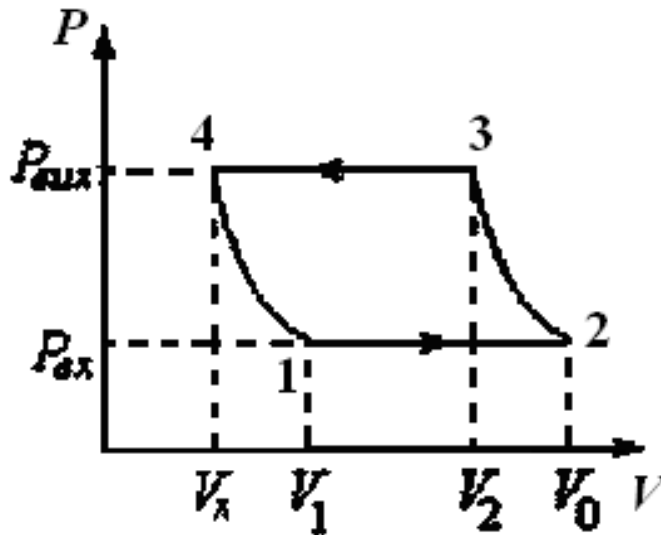


Рис. 28.2. P - V діаграма циклу роботи насоса

У результаті цього за кожний цикл роботи насоса відкачується кількість газу, яка дорівнює:

$$Q = P_{ex}(V_0 - V_1).$$

Якщо за 1 с насос робить n циклів, то потік газу, який відкачується, дорівнює $I = nP_{ex}(V_0 - V_1)$.

Тоді швидкість відкачування $S = n(V_0 - V_1) = nV_0 \left(1 - \frac{V_1}{V_0}\right)$.

Виражаючи V_1 з рівняння адиабати, для швидкості відкачування одержимо:

$$S = nV_0 \left[1 - \frac{V_x}{V_0} \left(\frac{P_{вих}}{P_{вх}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \right]. \quad (4')$$

Тоді з умови $S = 0$ знаходимо граничний тиск:

$$P_{гр} = \left(\frac{V_x}{V_0} \right)^{\gamma} P_{вих}. \quad (5)$$

Механічні насоси працюють, зазвичай, при $P_{вих} = 1 \text{ атм}$, тому їх роблять двоступеневими задля пониження граничного тиску. При цьому два ступені працюють як окремі насоси, тільки вихід першого ступеня з'єднаний із входом другого, тобто $P_{вих1} = P_{вх2}$. Якщо параметри V_x і V_0 обох ступенів однакові, то граничний тиск двоступеневого насоса дорівнює:

$$P_{гр} = \left(\frac{V_x}{V_0} \right)^{2\gamma} P_{вих}. \quad (6)$$

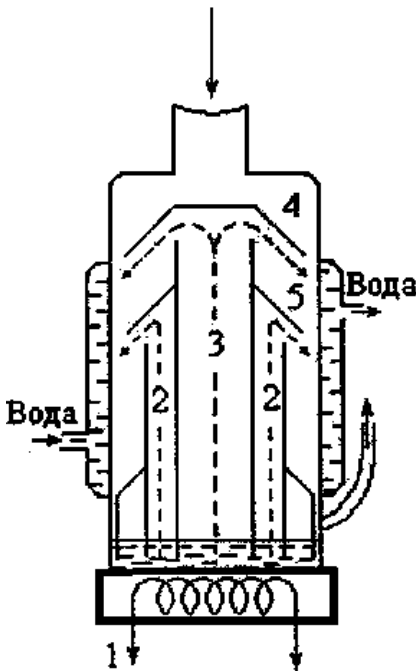


Рис. 28.3. Схема паромасляного дифузійного насоса: 1 – нагрівник; 2, 3 – трубопроводи; 4, 5 – сопла

Для створення високого вакууму використовують явище дифузії газу в ділянці пониженого тиску, яка зазвичай виникає у швидких струменях пари. На рис. 28.3 у розрізі показано схему паромасляного дифузійного насоса. Під час роботи нагрівника 1 пара масла, яка кипить, піднімається по коаксіальних трубопроводах 2 і 3 і створює в соплах 4 і 5 струмені, напрямлені вниз.

Потім пара конденсується і стікає по стінках у маслоприймач. Стінки насоса охолоджуються проточною водою. Молекули газу при цьому дифундують у струмені масляної пари. Для нормальної роботи дифузійного насоса потрібен форвакуум порядку 10^{-1} Торр , тобто такий, за якого довжина вільного пробігу молекул газу, що відкачується, була б велика порівняно зі щільною на рівні верхнього сопла й були умови для інтенсивної дифузії в струмінь масла біля сопла 4, а потім 5. Далі газ відкачується механічним насосом. У дифузійному насосі повинно використовуватись масло досить термостійке і яке має низький тиск насиченої пари за кімнатної температури.

Під час роботи насоса відбувається розділення масла на фракції.

Найбільш важкі фракції, з найнижчим тиском насиченої пари попадають у верхнє сопло 4, оскільки мають велику температуру кипіння й випаровуються в центральній частині випаровувача. Легші фракції випаровуються у паропровід 2 і попадають у сопло 5.

При цьому вони не мають контакту з вакуумною системою, і якщо нема спеціальних вловлювачів, то в системі встановлюється тиск насиченої пари важкої фракції масла ($\sim 10^{-6}$ Torr). Для створення надвисокого вакууму використовують *турбомолекулярний насос*. Його схема наведена на рис. 28.4. На осі насоса розміщено вал 1. На нього насаджені роторні диски 2. По периметру кожного диска містяться похило поставлені відбиваючі лопаті, схожі на лопаті ротора турбіни. З роторними дисками чергуються статорні диски 3, аналогічні до роторних, але нерухомі.

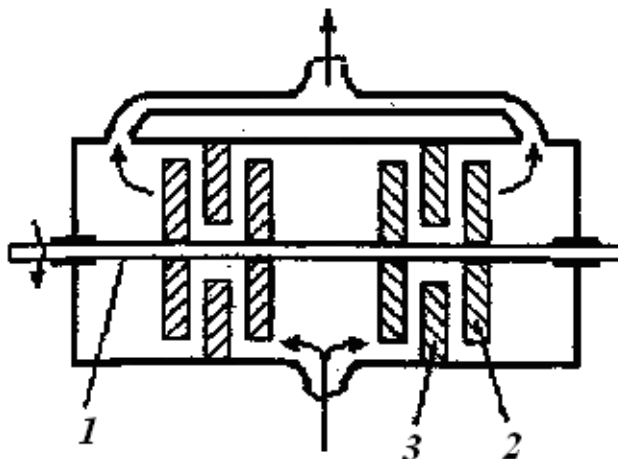


Рис. 28.4. Турбомолекулярний насос: 1 – вал; 2 – роторні диски; 3 – статорні диски

Ротор обертається із частотою 6000–12 000 об/хв.

Для роботи насоса потрібен форвакуум, за якого довжина вільного пробігу молекул більша за щілину між дисками. Молекули під час ударів об відбиваючі лопаті одержують компоненти швидкості, напрямлені вздовж осі камери. Після кожного удару молекули відскакують від диска до диска, переміщуючися при цьому вздовж осі насоса від центра до краю. Граничний тиск такого насоса становить $\sim 10^{-10}$ Torr. Швидкість відкачування досить велика для повітря, і для інертних газів.

Іншим насосом для надвисокого вакууму є *іонно-сорбційний насос*. Його дія ґрунтується на сорбції газу на поверхні щойно напиленого металу, наприклад, титану. Схема такого насоса наведена на рис. 28.5. Насос складається з багатопластинчастого анода А і двох бічних катодів К з титану. На катоди подається напруга $U = -5$ кВ.

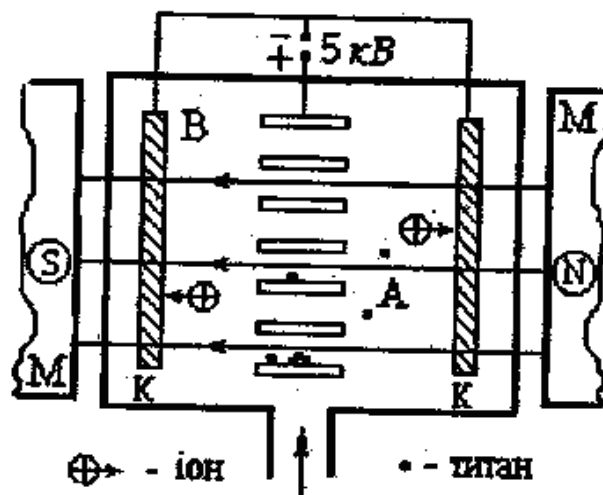


Рис. 28.5. Іонно-сорбційний насос

У просторі між електродами виникає газовий розряд, для полегшення створення якого вздовж осі системи накладається постійне магнітне поле індукції B , створене постійним магнітом M . Це поле утримує електрони в розрядній ділянці та збільшує ймовірність іонізації молекул газу електронами. Електрони коливаються між катодами; проскакуючи при цьому між пластинами анода. Додатні іони, які утворились у результаті іонізації газових молекул, прискорюються електричним полем і бомбардують катода. Матеріал катода розпилюється, у результаті чого на пластинах анода утворюється плівка напиленого титану, на якій адсорбуються молекули газу. Ці молекули покриваються новими шарами титану. Чим більша площа поверхні пластин анода, тим більша швидкість відкачування насоса. Відкачування газу відбувається за рахунок втілення швидких іонів газу в матеріал катода. Граничний вакуум такого насоса становить $\sim 10^{-12}$ Torr, але недоліком його є те, що швидкість відкачування інертних газів, які погано адсорбуються, у нього мала.

Вимірювання вакууму. Манометри

Найпростішим манометром є U – подібний манометр, за допомогою якого тиск вимірюється за різницею рівнів рідини в колінах. Граничний тиск для нього становить $0,1-0,5$ Torr. U – подібний манометр, так само як і манометр Мак-Леода, є абсолютним манометром. Дія компресійного манометра Мак-Леода ґрунтується на вимірюванні U –

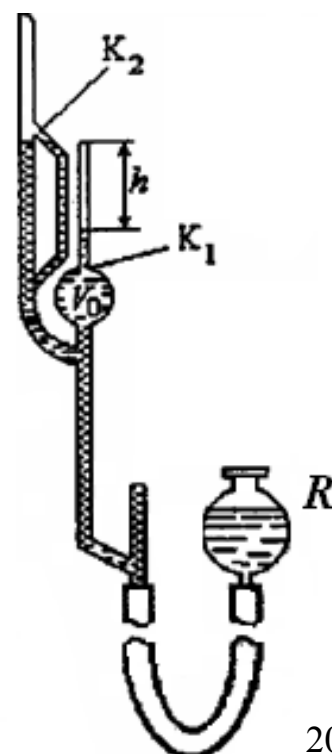


Рис. 28.6. Манометр Мак-Леода

подібним манометром тиску газу, попередньо стиснутого в певне число разів, що дає можливість вимірювати тиски до 10^{-4} – 10^{-5} *Torr*. Цей манометр використовується переважно для градуювання манометрів інших систем. На рис. 28.6 показано манометр Мак-Леода. Коли

об'єм V_0 з'єднаний з вакуумною системою, газ у ньому перебуває під тиском P_x . Рухомий резервуар R дає змогу заповнити цей об'єм рідиною, зазвичай, ртуттю, від'єднавши його від вакуумної системи.

Газ стискується в капілярі K_1 . Різниця рівнів ртуті в капілярах K_1 і K_2 слугує мірою тиску P_x . Якщо, наприклад, довести рівень ртуті в капілярі K_2 до вершини капіляра K_1 , то, за законом Бойля-Маріотта, $P_x V_0 = h^2 \sigma$, де σ – площа перерізу капіляра, однакова для K_1 і K_2 , h – висота стовпчика газу в капілярі K_1 . Тоді $P_x = \frac{\sigma}{V_0} h^2 = ah^2$, де a – постійна манометра. До недоліків манометра Мак-Леода можна віднести наявність ртуті, яка своєю парою забруднює установку та відсутність неперервності в показах тиску в системі.

У вакуумній техніці широко використовуються різні електричні манометри. Одним із них є термоелектричний манометр, принцип дії якого ґрунтується на залежності коефіцієнта теплопровідності газу від тиску.

Електрична схема термодіффузійного манометра з термодіффузійною лампою ЛТ-2 наведена на рис. 28.7. Лампа ЛТ-2 має нитку розжарювання, яка нагрівається електричним струмом.

До середини нитки розжарювання прикріплено спай термодіффузії T , а другий має температуру стінок лампи. При зміні тиску в певному діапазоні його значень, теплопровідність газу починає залежати від тиску.

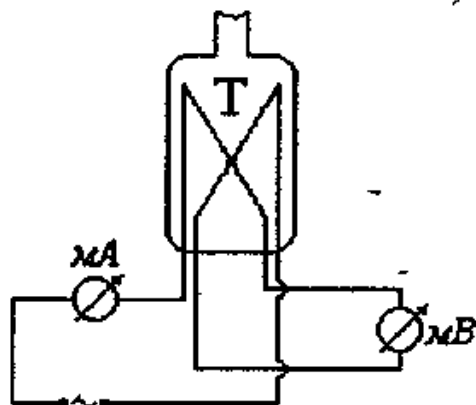


Рис. 28.7. Електрична схема термодіффузійного манометра

Температура нитки розжарювання також починає змінюватися. Індикатором зміни температури слугує термо-е.р.с., яка вимірюється вольтметром і є мірою тиску газу. У манометричній лампі теплопередача відбувається між ниткою і циліндричним корпусом лампи. Нитка розжарювання лампи ЛТ-2 має радіус $r \sim 10^{-4}$ м. Теплопровідність газу залежить від тиску за умови, що $\lambda \geq r$.

За умови $\lambda \ll r$ залежності від тиску немає і манометр не працює.

При малих тисках теплопровідність газу зменшується, а температура нитки зростає. При цьому втрати тепла, зумовлені тепловим випромінюванням і теплопровідністю держаків нитки, стають більшими, ніж тепловий потік, який переноситься газом і температура нитки перестає визначатися його тиском. Це обмежує робочу ділянку манометра збоку високих тисків. Робоча ділянка манометра лежить у межах від $0,5$ до 10^{-3} *Torr*. Недоліком його є те, що він не абсолютний і потребує попереднього градування, яке залежить від роду газу, тиск якого вимірюється.

Рис.8.

Для вимірювання тисків, менших за 10^{-3} *Torr*, використовуються манометри, дія яких ґрунтується на іонізації газу та залежності іонного струму від тиску. Електрична схема такого манометра з гарячим катодом на лампі ЛМ-2 зображена на рис. 28.8. Лампа має катод, розміщений на осі циліндричного корпусу, навколо катода циліндричну сітку й далі – суцільний циліндричний анод. На сітку від катода подається $+200$ В, а на анод -25 В.

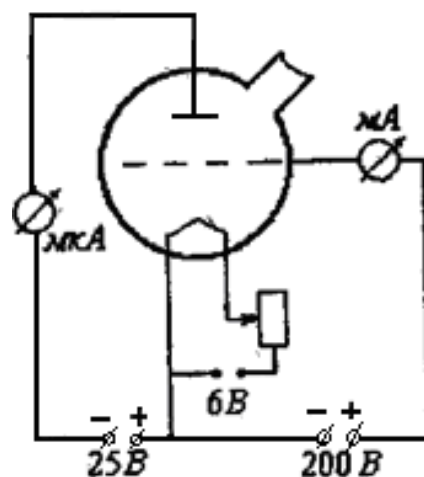


Рис. 28.8. Схема манометра з гарячим катодом на лампі

Змінюючи розжарювання катода, встановлюють струм емісії електронів визначеної величини, для лампи ЛМ-2 – $0,5$ мА. Електрони прискорюються полем сітки, проходять крізь неї, відштовхуються від анода, знову проходять крізь сітку й т. д. За рахунок коливань між катодом й анодом довжина шляху електронів збільшується і росте ймовірність зіткнення електронів з атомами та молекулами газу та їх іонізації. Позитивні іони, які утворюються, захоплюються анодом і створюють струм, який однозначно характеризує тиск газу $I_A = CP$.

Коефіцієнт пропорційності C для лампи ЛМ-2 дорівнює $0,1$ А/*Torr*. Іонізаційний манометр вимірює тиск до 10^{-10} *Torr*. Обмеження пов'язане з труднощами вимірювання малих іонних струмів на фоні струму фотоемісії з анода. Фотоемісія виникає під дією м'якого рентгенівського випромінювання, яке виникає при гальмуванні електронів під час їх попадання на сітку.

Вакуумна установка

Схема вакуумної установки наведена на рис. 28.9. На схемі введені такі позначення: *ФН* – форвакуумний насос; *ДН* – дифузійний на-

сос: B_2 – балон, із якого відкачується повітря; IM – іонізаційний манометр; TM – термопарний манометр; B_1 – додатковий форвакуумний балон до дифузійного насоса; T – розрядна трубка для оцінки вакууму до виду світіння газового розряду; T_p – трубка з протіканням; L – уловлювач для масляної пари.

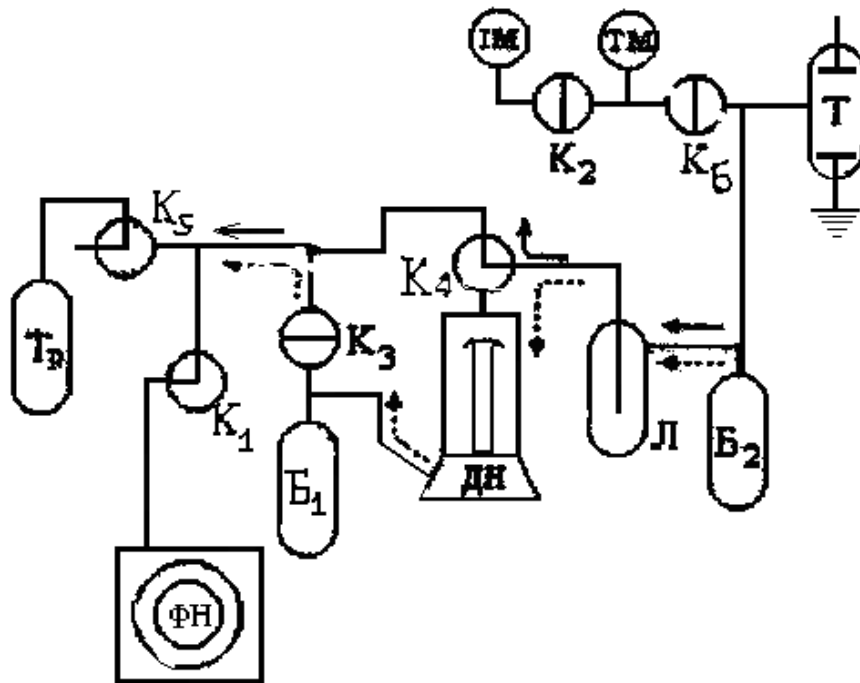


Рис. 28.9. Схема вакуумної установки

Форвакуумний насос ΦH слугує для створення попереднього розрідження, необхідного для роботи дифузійного насоса $ДН$.

Крани K_1 – K_6 слугують для з'єднання окремих частин вакуумної установки між собою. Кран K_1 може з'єднувати форвакуумний насос або з установкою, або з атмосферою. У процесі відкачування він установлюється так, що з'єднує установку з насосом. При вимкненні форвакуумного насоса кран K_1 необхідно з'єднати з атмосферою, інакше атмосферний тиск видавить масло з робочої камери насоса в трубку, яка з'єднує насос з установкою. Відкачку повітря форвакуумним насосом із балона B_2 можна здійснювати як і через насос $ДН$, і безпосередньо. Для цього служать крани K_3 і K_4 . Якщо відкачування ведеться безпосередньо, то отвір у трубці триступеневого крана K_4 має бути повернутий у сторону форвакуумного насоса й відкачування з балона B_2 йде в напрямку суцільних стрілок (перший шлях). Кран K_3 при цьому має бути закритий. Таким чином насос $ДН$ повністю від'єднаний від установки.

Під час переключення крану K_4 у сторону насоса $ДН$ відкачування іде в напрямку пунктирних стрілок, тобто через дифузійний насос (другий шлях). При цьому кран K_3 відкритий. Перед початком відкачування, коли тиск у балоні B_2 більший за граничний тиск форвакуумного насоса, треба створити попереднє розрідження, необхідне для роботи насоса $ДН$, і проводити відкачування спочатку першим шляхом і лише потім другим. Загалом, частина установки, яка зв'язана з дифузійним насосом (насос $ДН$ і балон B_1), завжди має перебувати “під вакуумом”, щоб виключити поглинання повітря маслом дифузійного насоса.

Під час виконання вправ, під час яких тиск змінюється від атмосферного до форвакуумного, ця частина установки має бути від'єднана, що відповідає закритому крану K_3 і першому положенню крану K_4 . Це запобігає попаданню в розігрітий дифузійний насос газу під високим тиском, тому що масло, яке міститься в насосі, згоряє і насос виходить із ладу.

Завдання 1. Ознайомлення з будовою вакуумних насосів

Порядок виконання роботи

1. Докладно ознайомтесь із розбірним макетом насоса $ВН - 461М$. Визначити шлях відкачуваного газу всередині насоса від входу до виходу. Визначити число ступенів насоса.

2. Виміряти корисний об'єм робочої камери одного зі ступенів насоса.

3. Виміряти діаметр та довжину каналу, який сполучає камеру з випускним клапаном насоса. Обчислити шкідливий об'єм.

4. За формулою (5) або (6), залежно від числа ступенів насоса, обчислити граничний тиск, уважаючи камери насоса однаковими ($\gamma = 1,4$).

5. Обчислити за формулою (4) швидкість відкачування при значеннях вхідного тиску 0,1 та 0,001 *Torr* при кількості обертів $n = 9$ об/с.

Завдання 2. Ознайомлення з приладами для вимірювання тиску та будовою вакуумної установки

Порядок виконання роботи

1. Замалювати схеми електричних вакуумметрів: термпарного й іонізаційного. Указати робочі ділянки кожного з манометрів тих типів, які використовуються на вакуумній установці.

2. Замалювати манометр Мак-Леода. Вивчити принцип дії цього манометра.

3. Докладно ознайомитись зі схемою вакуумної установки та призначенням кожної деталі. Замалювати схему установки.

Завдання 3. Вивчення процесу відкачування та вимірювання граничного вакууму за допомогою форвакуумного насоса

Порядок виконання роботи

1. Під час виконання цієї справи користуються тільки форвакуумним насосом. Тиск вимірюється термодинамічним манометром. Іонізаційний манометр має бути вимкнений, кран K_2 – закритий. У вихідному стані всі крани повинні бути закриті (отвори в корпусах кранів повернуті до працюючого). Переконавшись, що всі крани закриті, увімкнути нагрівач термодинамічного манометра в мережу. Реостатом R (див. рис. 28.7) установити силу струму, указану на цоколі манометричної лампи.

2. Запустити в дію форвакуумний насос. Для цього декілька разів (2–3 рази) швидко увімкнути двигун насоса для того, щоб видалити масло з його камер. Увімкнути насос і зачекати 2–3 хв. Краном K_1 під'єднати насос до установки. При повороті крана треба однією рукою притримувати муфту крана, щоб запобігти його поломці. Краном K_4 під'єднати до насоса балон B_2 , а краном K_6 термодинамічний манометр TM . Відкачування проводиться, обминаючи насос DN і балон B_1 . Тому кран K_3 повинен бути перекритий. За зміною показів термодинамічного манометра переконатись у тому, що насос працює.

3. Про величину розрідження газу в установці можна зробити висновок, спостерігаючи за характером газового розряду, який збуджується трансформатором Тесла в трубі T . Трансформатор умикається тумблером, розміщеним на панелі установки. При вмиканні трансформатора кран K_6 повинен бути закритий. Результати спостережень занести, в таблицю.

Завдання 4. Визначення місць натікання у вакуумній установці

У зібраній вакуумній установці часто виникають порушення герметичності, тобто натікання газу. Визначення місць натікання проводиться різними методами, найбільш розповсюдженим із яких є *метод іскри*. У цьому методі використовують трансформатор Тесла. Якщо кінець провідника вторинної обмотки піднести до поверхні

скляної трубки чи балона з розрідженим газом, то з нього на скло перекинеться невпорядкований пучок іскор. Якщо поблизу є ушкоджене місце (невидимий оком отвір, невидима тріщина тощо), то в точку натікання починає бити іскра, яка різко відрізняється своєю інтенсивністю і кольором.

У цій вправі ушкоджене місце слід шукати у трубці T_p . Для цього треба закрити крани K_6 і K_4 , щоб відключити манометр TM , і краном K_5 з'єднати трубку T_p із насосом ΦH . Кінцем вторинної обмотки трансформатора Тесла дослідити поверхню скла трубки T_p і місця натікання помітити спеціальним олівцем.

Цей метод придатний у діапазоні тисків від декількох $Torr$ до $10^{-3} Torr$.

Після закінчення вправи від'єднати краном K_5 трубку T_p від установки, потім відкрити крани K_4 і K_5 і знову відкачати балон B_2 до граничного вакууму.

Завдання 5. Отримання та вимірювання високого вакууму

Порядок виконання роботи

1. Після досягнення граничного тиску, який створюється форвакуумним насосом ($\sim 10^{-2} Torr$), можна пускати у дію дифузійний насос. Для цього перемкнути крани K_3 і K_4 так, щоб відкачування балона B_2 здійснювалося через насос $ДН$.

2. Пустити воду з водопровідного крана в систему охолодження насоса $ДН$. Переконатися за стоком води в її достатній кількості й увімкнути нагрівач дифузійного насоса. При цьому повинна загорітися сигнальна лампа, закріплена біля насоса. При припиненні подачі води треба негайно вимкнути нагрівач і повідомити про це викладача чи лаборанта. Під час розігрівання насоса з масла починає виділятися поглинутий газ. Тому спочатку тиск у системі дещо підвищиться. Розігрівання насоса триває 10–15 хв.

3. За допомогою манометра TM слідкують за тиском у системі. Після того, як тиск не буде перевищувати $10^{-3} Torr$, умикають іонізаційний манометр. Подальші вимірювання тиску проводять за його допомогою.

4. Після вимірювання тиску вимикають манометр, закривають кран K_6 і спостерігають світіння розряду в трубці T . *Треба слідкувати, щоб під час роботи розрядної трубки манометр був вимкнений!*

5. Після досягнення граничного вакууму вимикають манометри й нагрівач дифузійного насоса. Треба закрити всі крани (отвори в кранах повернуті до працюючого). *Подачу води в системі охолодження насоса ДН не припиняти до його повного охолодження*, тому що передчасне її припинення призводить до псування масла в насосі.

6. Вимикають форвакуумний насос, краном K_1 сполучають його вхід з атмосферою.

7. Переконавшись у тому, що насос ДН охолодився, припиняють подачу води в систему охолодження.

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке вакуум? Де його застосовують? Класифікація вакууму за ступенями розрідження. Одиниці вимірювання вакууму.

2. З яких основних частин складається вакуумна установка?

3. Як залежить швидкість відкачування форвакуумним насосом від тиску?

4. Чим визначається граничний вакуум? Вивести формулу для граничного вакууму механічного насоса.

5. Як залежить теплопровідність газу від тиску?

6. Будова й принцип роботи манометра Мак-Леода. Що таке постійна манометра?

7. Пояснити принцип дії термодіафрагмного манометра. Які його недоліки? Яка в нього робоча ділянка?

8. Пояснити принцип дії іонізаційного манометра. Яка у нього робоча область?

9. Які насоси застосовуються для попереднього розрідження? Пояснити, як працює ротаційний механічний насос.

10. Пояснити, як працює паромасляний дифузійний насос. Якими властивостями повинна володіти рідина в дифузійному насосі? Чому він не може працювати при великих вхідному й вихідному тисках?

11. Які ви знаєте високо вакуумні насоси. Як вони працюють?

Лабораторна робота № 29*

Моделювання необоротності теплових процесів (розширення газу в пустоту, дифузія та теплопровідність)

Мета роботи: показати, що теплові процеси проходять в одному напрямі – від упорядкованості до хаотичності.

Прилади й матеріали: установка для моделювання молекулярних явищ (УММЯ); метроном.

Завдання:

1. Готуючися до лабораторної роботи, докладно опрацюйте літературу [5] й теоретичні відомості цього посібника.
2. Дослідити залежність імовірності стану системи від кількості частинок.

Теоретичні відомості й опис установки

Основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії має статистичний характер. Статистичний метод застосовують до вивчення явищ, які є сукупністю величезної кількості подібних між собою явищ. Прикладом такого явища може бути стан газу, який визначається поведінкою величезної кількості молекул, рух кожної з яких можна розглядати як найпростіше явище. Проте молекулярний рух не можна трактувати як механічний рух сукупності молекул, оскільки сукупність великої кількості молекул має якісно інші властивості порівняно з тими, які має окремо взята молекула. У мікросвіті основну роль відіграють випадкові події. Під час розв'язування завдань молекулярно-кінетичної теорії використовують закони теорії імовірності, яка вивчає випадкові явища. Уведемо поняття імовірності стану. Якщо є n незалежних і однаково можливих подій (загальне число можливих подій) і серед них m таких, що з ними пов'язане виникнення явища, яке нас цікавить (число сприятливих подій), то відношення $p = m/n$ називається імовірністю виникнення цього явища. До поняття імовірності вдаються тоді, коли йдеться про випадкові події, умови виникнення яких невідомі та які не можна передбачити. Усяка випадкова подія характеризується певною імовірністю її виникнення. Розподіл молекул у просторі є випадковим явищем. Тому за даних умов (температури, густини, характеру взаємодії між молекулами) розподіл молекул у просторі характеризується певною імовірністю.

Якщо газ перебуває в рівноважному стані й на нього не діють зовнішні сили, то його макроскопічні параметри (тиск, температура, густина) в кожній точці об'єму будуть однакові. Це свідчить про рівномірний розподіл молекул по всьому об'ємі. Такий стан буде найстійкіший, і його імовірність найбільша. Рівноважним називають такий стан системи, який не змінюється із часом, тобто макроскопічні параметри (густина, тиск, температура) залишаються сталими в усіх точках системи. Мікроскопічні ж характеристики (координати та швидкості частинок) із часом змінюються.

Установка для моделювання молекулярних явищ

Загальний вигляд запропонованої установки подано на рис. 29.1, а її схематичне зображення – на рис. 29.2.

Рис. 29.1. Загальний вигляд установки для моделювання молекулярних явищ

Вона складається з таких основних вузлів: прозорої кювети (1), кількох десятків пінопластових кульок (2), котушки з осердям (3), підставки (5), джерела змінної регульованої напруги (6), демонстраційного амперметра (7). Кювету (1) виготовляють із

тонкого органічного скла у формі прямокутної призми, яка має розміри 70 мм × 160 мм × 180 мм. Такі розміри, з одного боку, забезпечують її достатню видимість, з іншого, – створюють належні умови для проведення модельного експерименту (розподіл магнітного потоку в об'ємі кювети).

За умови використання установки для індивідуальної роботи (робота фізичного практикуму), розміри кювети можна зменшити (70 мм × 100 мм × 140 мм), що забезпечить вищий рівень модельного експерименту.

Кювету заповнюють кульками (діаметр кожної – 12 мм), виготовленими з твердого пінопласту, який має добрі пружні властивості.

Технологія виготовлення кульок не складна. Їх вирізують і з шматка пінопласту за допомогою ніхромової дротини, зігнутої у формі кільця відповідного діаметра.

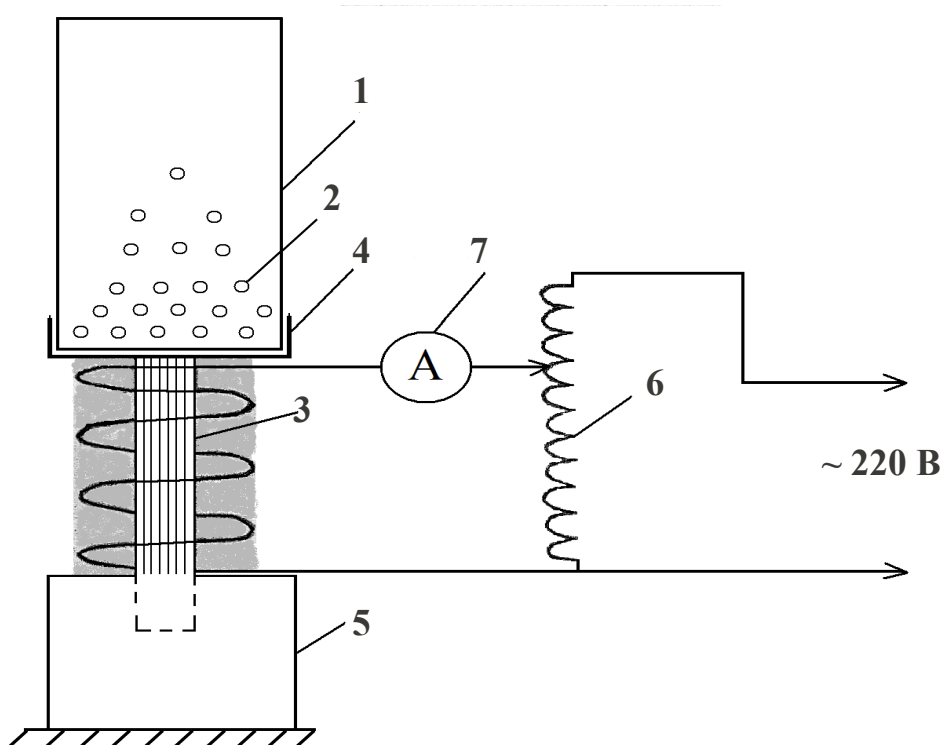


Рис. 29.2. Схематичне зображення установки для моделювання молекулярних явищ: 1 – кювета; 2 – кульки; 3 – котушка з осердям; 4 – насадка; 5 – підставка; 6 – регулятор напруги; 7 – амперметр

До кінців ніхромової дротини підводять напругу, значення якої вибирають експериментально. У середину кожної кульки вставляють кусочок керамічного магніту, який закріплюють клеєм. Розміри керамічних магнітів, які поміщають у середину кульок, становлять 3-

4 мм. Частина кульок (75 %) – білі, решту (25 %) пофарбовано в рожевий колір. Такий розподіл кульок за кольором потрібний буде для проведення відповідних дослідів.

Для фарбування кульок використовують спиртове чорнило або пасту від кулькових ручок, розчинену в спирті. Поверхню пінопластових кульок покривають водним розчином клею ПВА, що надає їм більшої міцності та запобігає електризації внаслідок тертя.

Кульки діаметром 12 мм забезпечують оптимальні умови модельного експерименту.

Тут ураховуються:

- а) вимога видимості експерименту;
- б) маса кульок, а, отже, і сила тяжіння, яка діє на них;
- в) потреба зведення до мінімуму взаємного притягання кульок за рахунок магнітних сил, викликаних керамічними магнітиками.

Сила відштовхування між кульками виникає під час їх пружних співударів.

Котушка з осердям (3) слугує для створення змінного магнітного поля, у якому рухаються пінопластові кульки з керамічними магнітиками. Котушку складають із деталей шкільного універсального трансформатора. Для цього використовують котушку на 220 В, у яку поміщають ярмо трансформатора, закріплене на підставці (5). На осердя котушки надівають спеціальну насадку (4), яку виготовляють із листової електротехнічної сталі завтовшки 3–4 мм. Насадка слугує, з одного боку, для рівномірного розподілу магнітного потоку по всій площі основи кювети, а з іншого, – підставкою, на якій розміщують кювету з кульками під час досліду.

Котушка живиться змінною регульованою напругою (0–250 В) від шкільного регулятора напруги (6).

Демонстраційний амперметр (7) вимірює силу струму, яку споживає обмотка котушки. Покажемо, що сила струму в цій установці моделює температуру відповідної системи (газ, рідина, тверде тіло).

Енергія кульок, які моделюють рух молекул речовини у відповідному агрегатному стані, поповнюється за рахунок магнітного поля котушки. Позначимо середнє за період значення індукції магнітного поля котушки через \vec{B}_c . Керамічний магнітик кульки можна розглядати як магнітний диполь із моментом \vec{P}_m . Тоді середню потенціальну енергію взаємодії кожної кульки з магнітним полем можна обчислити за формулою

$$W_p = (\vec{P}_m \vec{B}_c) = P_m B_c \cos \alpha, \quad (1)$$

де α – кут між векторами \vec{P}_m і \vec{B}_c .

Середнє за період значення індукції магнітного поля для цієї котушки можна приблизно визначити за відповідною формулою для нескінченно довгого соленоїда:

$$B_c = \mu_0 \mu n I, \quad (2)$$

де n – кількість витків дротини котушки, які припадають на одиницю її довжини.

Якщо врахувати, що котушка, яка використовується в цій установці, не є нескінченно довгим соленоїдом і, крім того, відбувається деяке розсіювання магнітного потоку, то

$$B_c = \beta \mu_0 \mu n I, \quad (3)$$

де β – деякий коефіцієнт, який ураховує ці фактори.

Тому енергія взаємодії кульки з магнітним полем котушки буде дорівнювати:

$$W_p = \beta P_m \mu_0 \mu n I \cos \alpha. \quad (4)$$

Якщо припустити, що магнітні моменти кульок майже однакові й магнітний потік розподіляється приблизно рівномірно по всій площі основи кювети, то енергія взаємодії (4) при даній силі струму буде залежати тільки від значення $\cos \alpha$ і змінюватиметься від 0 до деякого максимального значення:

$$W_{p \max} = \beta P_m \mu_0 \mu n I. \quad (5)$$

Оскільки потенціальна енергія (5) перетворюється в кінетичну енергію кульки, то цілком зрозуміло, що відбуватиметься розподіл кульок за енергіями й за швидкостями. Тому на основі закону збереження енергії можна записати:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = \beta P_m \mu_0 \mu n I. \quad (6)$$

Покладемо, що кожна кулька має три ступені вільності, тоді

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = \frac{3}{2} kT. \quad (7)$$

Прирівнявши праві сторони рівності (6) і (7), одержимо:

$$\frac{3}{2} kT = \beta P_m \mu_0 \mu n I.$$

Звідси знаходимо:

$$T = \frac{2\beta P_m \mu_0 \mu n}{3k} I. \quad (8)$$

Увівши нову сталу $\gamma = \frac{2\beta P_m \mu_0 \mu n}{3k}$, рівність (8) можна записати так:

$$T = \gamma I. \quad (9)$$

Зауважимо: коефіцієнт пропорційності можна виміряти експериментально на цій установці.

Як видно з рівняння (9), температура системи моделюється силою струму, яка вимірюється демонстраційним амперметром. На установці можна дослідити залежність середньої кінетичної енергії поступального руху „молекул” від „температури”.

Крім того, установка дає можливість провести деякі дослідження необоротних процесів, дифузію й теплопровідність газів та ін. Розглянемо явище необоротності розширення газу в певному об’ємі. Для цього кювету моделі розділимо заслінкою на дві рівні камери А і В та будемо досліджувати можливий розподіл частинок, які моделюють молекули газу, у цих камерах. Тобто, дослідимо імовірність відповідних станів «газу», який складається з двох, трьох та чотирьох молекул. *Імовірністю p стану системи будемо називати відношення числа випадків m , що сприяють появі очікуваної події до загального числа усіх можливих випадків: $p = m/n$.*

Таблиця 1

$N_1=2$ частинки (a, b)

Кількість можливих розподілів	Камери кювети	
	А	В
1	ab	–
2	–	ab
3	a	b
4	b	a

Імовірність того, що частинки знову зберуться у камері А становить:
 $p_1 = \frac{1}{4} = \frac{1}{2^2}$. Імовірність наявності частинок в обох камерах кювети –
 $p'_1 = \frac{1}{2} = 0,5$.

Таблиця 2

$N_2=3$ частинки (a, b, c)

Кількість можливих розподілів	Камери кювети	
	А	В
1	abc	–
2	–	abc
3	ab	c
4	ac	b
5	bc	a
6	c	ab
7	b	ac
8	a	bc

Імовірність того, що частинки зберуться в камері А становить:
 $p_1 = \frac{1}{8} = \frac{1}{2^3}$.

Імовірність наявності одночасно частинок в обох камерах – $p'_2 = \frac{6}{8} = 0,75$.

Таблиця 3

$N_3=4$ частинки (a, b, c, d)

Кількість можливих розподілів	Камери кювети	
	A	B
1	abcd	–
2	–	abcd
3	a	bcd
4	b	acb
5	c	abd
6	d	abc
7	bcd	a
8	acd	b
9	abd	c
10	abc	d
11	ab	cd
12	ac	bd
13	ad	bc
14	bc	ad
15	bd	ac
16	cd	ab

Як видно з табл. 3, імовірність того, що частинки зберуться в камері А становить: $p_3 = \frac{1}{16} = \frac{1}{2^4}$.

Імовірність наявності одночасно частинок в обох камерах – $p'_3 = \frac{14}{16} = 0,875$.

Якщо посудина заповнена газом за нормальних умов, то в 1 см^3 міститься $2,7 \cdot 10^{19}$ молекул. Тоді імовірність того, що всі молекули газу зберуться в одній частині посудини (газ сам стиснеться) дорівнює $p = \frac{1}{2^{2,7 \cdot 10^{19}}}$. Це настільки мала величина, що практично такий розподіл є неможливим.

Завдання

1. Зробіть загальний висновок про залежність імовірності концентрації частинок в камері А та їх розподіл в камерах А і В від кількості частинок.

2. Перевірте ці факти експериментально на моделі. Для цього поділіть заслінкою на дві рівні частини (камери) кювету моделі. В ліву камеру помістіть одну білу і одну рожеву кульки. На катушку приладу подайте напругу, яка забезпечує моделювання руху молекул газу. Після піднімання заслінки обидві кульки будуть рухатись по всій кюветі (вібдулось розширення «газу» в «пустоту»). Якщо опустити прегородку, то може виявитись одне із чотирьох розміщень кульок, яке було розглянуто в табл. 1. Виконайте цей дослід двадцять разів. Перевірте, яка імовірність того, що кульки зберуться в камері А, яка імовірність рівномірного розподілу кульок в камері А і В.

3. Аналогічно виконайте досліди з трьома і чотирма кульками спочатку 20 разів, а потім 80. Результати досліду порівняйте і зробіть висновки.

Аналізуючи розподіл молекул газу у всьому об'ємі, ми враховували лише їх тепловий (хаотичний) рух. Він приводить до того, що

молекули газу розподіляються рівномірно у всьому об'ємі. Такий стан буде в тому випадку, коли на молекули не діють сторонні сили. У протилежному разі дія сил поля веде до встановлення нерівномірних густин у різних частинах об'єму газу. Прикладом такого стану може бути розподіл молекул атмосфери в полі сил земного тяжіння.

Контрольні запитання та завдання

1. Опишіть поняття температури.
2. У чому полягає статистичний характер температури? Які ще термодинамічні параметри мають статистичний характер?
3. Що таке модель та метод моделювання?
4. Які моделі використовують у молекулярній фізиці?

ДОДАТКИ

Таблиця 1. Основні фізичні константи

Назва	Позначення	Числове значення
Швидкість світла у вакуумі	c	$299\,792\,458\text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$
Нормальне прискорення вільного падіння	g	$9,80665\text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$
Гравітаційна стала	γ, G	$6,67259 \cdot 10^{-11}\text{ Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$
Стала Авогадро	N_A	$6,0221367 \cdot 10^{23}\text{ моль}^{-1}$
Стала Больцмана	k	$1,380658 \cdot 10^{-23}\text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$
Число Лошмідта	n_L	$2,686763 \cdot 10^{25}\text{ м}^{-3}$
Універсальна газова стала	R	$8,31451\text{ Дж} (\text{моль} \cdot \text{К})^{-1}$
Атомна одиниця маси	а.о.м.	$1,6605402 \cdot 10^{-27}\text{ кг}$
Нормальний атмосферний тиск	$P_{атм}$	101325 Па
Об'єм одного моля ідеального газу за нормальних умов	V_μ	$22,4141 \cdot 10^{-3}\text{ м}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$
Нормальні умови	$P_{атм}$ T	101325 Па $273,15\text{ К}$

Таблиця 2. Деякі фізичні характеристики газів

Густина за нормальних умов $\rho \left(\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right)$; температурний коефіцієнт об'ємного розширення в інтервалі температур 0–100 °С при нормальному атмосферному тиску $\beta \left(\text{К}^{-1} \right)$; питома теплоємність при сталому тиску $c_p \left(\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right)$ та сталому об'ємі $c_v \left(\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right)$ для температури 20 °С і тиску 101 325 Па; відношення теплоємностей $\gamma = c_p / c_v$; теплопровідність $\chi \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right)$ при 0 °С і нормальному атмосферному тиску; коефіцієнт внутрішнього тертя $\eta \left(\text{мкПа} \cdot \text{с} \right)$ при 0 °С; середня довжина вільного пробігу молекул $\bar{\lambda} \left(\text{мкм} \right)$ при 25 °С і тиску 101 325 Па.

Газ	$\rho,$ $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\beta,$ К^{-1}	$c_p,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$c_v,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_p}{c_v}$	$\chi,$ $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	η $\text{мкПа} \cdot \text{с}$	$\bar{\lambda}$ мкм
Азот	1,2505	0,003672	1,051	0,745	1,40	0,0242	16,5	0,067
Аргон	1,7839	0,003676	0,523	0,322	1,67	0,0162	21,0	0,067

Водень	0,08988	0,003664	14,269	10,132	1,41	0,173	8,5	0,123
Вугле-кислий газ	1,9769	0,003726	0,837	0,653	1,3	0,0143	13,7	0,044
Гелій	0,17846	0,00366	5,296	3,182	1,66	0,143	18,8	0,194
Кисень	1,42895	0,003672	0,913	0,653	1,4	0,0245	19,2	0,071
Повітря сухе	1,2928	0,003665	1,009	0,720	1,4	0,0244	17,1	0,067

Таблиця 3. Деякі фізичні характеристики рідин

Густина $\rho \left(\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right)$ при 20 °С; поверхневий натяг на межі “рідина–повітря” $\sigma \left(\frac{\text{мН}}{\text{м}} \right)$ при 20 °С; коефіцієнт внутрішнього тертя $\eta \left(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right)$ або $\text{мПа} \cdot \text{с}$ при 20 °С; коефіцієнт об’ємного розширення $\beta \left(\text{К}^{-1} \right)$ при 20 °С; питома теплоємність $c \left(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right)$ при 20 °С; температура кипіння при нормальному атмосферному тиску $t_k \left(^\circ\text{C} \right)$; питома теплота пароутворення при температурі кипіння та нормальному атмосферному тиску $r \left(\frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right)$; теплопровідність $\chi \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right)$ при 20 °С.

Рідина	ρ , $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	σ $\frac{\text{мН}}{\text{м}}$	η $\frac{\text{мПа} \cdot \text{с}}$	β , 10^{-6} К^{-1}	c_p , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	t_k , $^\circ\text{C}$	r , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	χ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$
Вода	998,203	72,75	1,004	208	4182	100,00	2256	0,599
Гліцерин	1260	63	1499	505	2430	290,0	830	0,285
Мильний розчин	-	40	-	-	-	-	-	-
Маса трансф.	840–890	-	19,8	600	1880	-	-	0,131
Ртуть	13545,7	472	1,554	181	139	356,66	293,1	7,8(0 °С)
Спирт	789,4	22,0	1,19	1100	2470	78,3	906,0	0,159

Таблиця 4. Деякі фізичні характеристики твердих тіл

Густина $\rho \left(\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right)$ при 20 °С, якщо не вказана температура; температурний коефіцієнт лінійного розширення $\alpha \left(\text{К}^{-1} \right)$ в інтервалі температур 0–100 °С; питома теплоємність $c \left(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right)$ при 20 °С, якщо не вказана температура; теплопровідність $\chi \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right)$ при 20 °С; температура плавлення $t_{пл}$ (°С); питома теплота плавлення $\lambda \left(\frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right)$ при температурі плавлення.

Речовина	$\rho, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\alpha, 10^{-6} \text{ К}^{-1}$	$c, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\chi, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$t_{\text{пл}}, \text{ }^\circ\text{С}$	$\lambda, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$
Алюміній	2698,9	23,8	896	209 (0 °С)	660,6	393
Граніт	2500–3000	6–9	800 (0–100 °С)	3,42		
Залізо	7874	12,2	452	73,3	1539	270,0
Латунь	8300–8700	17,0–21,2	390–410	106		
Лід	916 (0 °С)	51 (-20–0 °С)	2122 (0 °С)	2,26 (0 °С)	0,00	332,4
Мідь	8960	17,1	383	395,4 (0 °С)	1084,88	213
Парафін	870–920	130 (0–38 °С)	2890	0,27 (0 °С)	38–56	147
Скло лаб.	2450–2720	9,5 (20–200 °С)	840 (0–100 °С)	0,814	460–800	
Сталь	7600–7900	12,0	460 (20–200 °С)	45–58	1300–1500	

Таблиця 5. Температура кипіння t , °С, води при різних тисках P , гПа

P	t	P	t	P	t	P	t	P	t
906,59	96,92	939,92	97,91	971,92	98,84	1003,91	99,74	1035,91	100,62
907,92	96,96	941,25	97,95	973,25	98,88	1005,25	99,78	1037,25	100,66
909,26	97,00	942,59	97,99	974,58	98,91	1006,58	99,82	1038,58	100,69
910,59	97,04	943,92	98,03	975,92	98,95	1007,91	99,85	1039,91	100,73
911,92	97,08	945,26	98,07	977,25	98,99	1009,25	99,89	1041,24	100,76
913,26	97,12	946,59	98,11	978,58	99,03	1010,58	99,93	1042,58	100,80
914,59	97,16	947,92	98,14	979,92	99,07	1011,91	99,96	1043,91	100,84
915,92	97,20	949,26	98,18	981,25	99,10	1013,25	100,00	1045,24	100,87
917,26	97,24	950,59	98,22	982,58	99,14	1014,58	100,04	1046,58	100,91
918,59	97,28	951,92	98,26	983,92	99,18	1015,91	100,07	1047,91	100,94
919,92	97,32	953,26	98,30	985,25	99,22	1017,25	100,11	1049,24	100,98
921,26	97,36	954,59	98,34	986,58	99,26	1018,58	100,15	1050,58	101,02
922,59	97,40	955,92	98,38	987,92	99,29	1019,91	100,18	1051,91	101,05
923,92	97,44	957,26	98,42	989,25	99,33	1021,25	100,22	1053,24	101,09
925,26	97,48	958,59	98,45	990,58	99,37	1022,58	100,26	1054,58	101,12
926,59	97,92	959,92	98,49	991,92	99,41	1023,91	100,29	1055,91	101,16
927,92	97,56	961,25	98,53	993,25	99,44	1025,25	100,33	1057,24	101,19
929,25	97,60	962,58	98,57	994,58	99,48	1026,58	100,37	1058,58	101,23
930,59	97,63	963,92	98,61	995,92	99,52	1027,91	100,40	1059,91	101,26
931,92	97,67	965,25	98,65	997,25	99,56	1029,25	100,44	1061,24	101,30
933,25	97,71	966,58	98,69	998,58	99,59	1030,58	100,48	1062,58	101,33
934,59	97,75	967,92	98,72	999,92	99,63	1031,91	100,51	1063,91	101,37
935,92	97,79	969,25	98,76	1001,25	99,67	1033,25	100,55	1065,24	101,41
937,25	97,83	970,58	98,80	1002,58	99,70	1034,58	100,58	1066,58	101,44

Таблиця 6. Тиск P і густина ρ насиченої водяної пари за різної температури

$t, ^\circ\text{C}$	$P, \text{Па}$	$\rho, \frac{\text{г}}{\text{м}^3}$	$t, ^\circ\text{C}$	$P, \text{Па}$	$\rho, \frac{\text{г}}{\text{м}^3}$	$t, ^\circ\text{C}$	$P, \text{Па}$	$\rho, \frac{\text{г}}{\text{м}^3}$
0	611	4,85	18	2062	15,39	36	5941	41,8
1	656	5,20	19	2196	16,32	37	6276	44,0
2	705	5,57	20	2337	17,32	38	6625	46,3
3	757	5,95	21	2486	18,35	39	6991	48,7
4	813	6,37	22	2642	19,44	40	7376	51,2
5	872	6,80	23	2809	20,60	45	9583	65,4
6	935	7,27	24	2984	21,81	50	12 333	83,2
7	1005	7,70	25	3168	23,07	55	15 732	104,3
8	1072	8,28	26	3361	24,40	60	19 915	130,5
9	1148	8,83	27	3565	25,79	65	24 998	161
10	1227	9,41	28	3780	27,26	70	31 158	198,4
11	1312	10,02	29	4005	28,7	75	38 543	242
12	1401	10,67	30	4242	30,3	80	47 302	293
13	1497	11,36	31	4493	32,1	85	57 808	354
14	1597	12,08	32	4754	33,9	90	70 100	424
15	1704	12,84	33	5030	35,7	95	84 513	506
16	1817	13,65	34	5320	37,6	100	101 325	598
17	1937	14,50	35	5624	39,6	—	—	—

Таблиця 7. Психрометрична таблиця

Покази сухого термометра, °С	Різниця показів сухого й вологого термометрів, °С										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	Відносна вологість, %										
0	100	81	63	45	28	11	-	-	-	-	-
1	100	83	65	48	32	16	-	-	-	-	-
2	100	84	68	51	35	20	-	-	-	-	-
3	100	84	69	54	39	24	10	-	-	-	-
4	100	85	70	56	42	28	14	-	-	-	-
5	100	86	72	58	45	32	19	6	-	-	-
6	100	86	73	60	47	35	23	10	-	-	-
7	100	87	74	61	49	37	26	14	-	-	-
8	100	87	75	63	51	40	28	18	7	-	-
9	100	88	76	64	53	42	34	21	11	-	-
10	100	88	76	65	54	44	34	24	14	5	-
11	100	88	77	66	56	46	36	26	17	8	-
12	100	89	78	68	57	48	38	29	20	11	-
13	100	89	79	69	59	49	40	31	23	14	6
14	100	89	79	70	60	51	42	34	25	17	9
15	100	90	80	71	61	52	44	36	27	20	12
16	100	90	81	71	62	54	46	37	30	22	15
17	100	90	81	72	64	55	47	39	32	24	17
18	100	91	82	73	65	56	49	41	34	27	20
19	100	91	82	74	65	58	50	43	35	29	22
20	100	91	83	74	66	59	51	44	37	30	24
21	100	91	83	75	67	60	52	46	39	32	26
22	100	92	83	76	68	61	54	47	40	34	28
23	100	92	84	76	69	61	55	48	42	36	30
24	100	92	84	77	69	62	56	49	43	37	31
25	100	92	84	77	70	63	57	50	44	38	33
26	100	92	85	78	71	64	58	51	46	40	34
27	100	92	85	78	71	65	59	52	47	41	36
28	100	93	85	78	72	65	59	53	48	42	37
29	100	93	86	79	72	66	60	54	49	43	38
30	100	93	86	79	73	67	61	55	50	44	39

Таблиця 8. Надійні ймовірності α для надійного інтервалу, вираженого в долях середньої квадратичної похибки $\frac{\Delta x}{\sigma}$

α	$\frac{\Delta x}{\sigma}$	α	$\frac{\Delta x}{\sigma}$	α	$\frac{\Delta x}{\sigma}$
0	0	0,77	1,2	0,991	2,6
0,04	0,05	0,81	1,3	0,993	2,7
0,08	0,1	0,84	1,4	0,995	2,8
0,12	0,15	0,87	1,5	0,996	2,9
0,16	0,2	0,89	1,6	0,997	3,0
0,24	0,3	0,91	1,7	0,9981	3,1
0,31	0,4	0,93	1,8	0,9986	3,2
0,38	0,5	0,94	1,9	0,9990	3,3
0,45	0,6	0,95	2,0	0,9993	3,4
0,52	0,7	0,964	2,1	0,9995	3,5
0,58	0,8	0,972	2,2	0,9997	3,6
0,63	0,9	0,979	2,3	0,9998	3,7
0,68	1,0	0,984	2,4	0,99986	3,8
0,73	1,1	0,988	2,5	0,99990	3,9

Таблиця № 9. Граничні абсолютні похибки деяких мір

№ з /п	Назва міри	Значення міри, діапазон вимірювання	Ціна поділки шкали	Межа похибки засобу вимірювання або гранична абсолютна похибка
1	Лінійки: а) металеві; б) дерев'яні; в) пластмасові з накатаними поділками шкали	500, 1000 мм 300, 400, 500, 750 мм 250, 300 мм	1 мм 1 мм 1 мм	0,2 мм 0,5 мм 1 мм
2	Рулетки й міри кравецькі (Рулетки вимірювальні неметалеві, ГОСТ 11900-66).	1 м 1,5 м; 2 м	5 мм 5 мм	1 мм 3 мм
3	Комплект гир ГОСТ 7328	10 мг 20 мг 50 мг 100 мг 200 мг 500 мг 1 г 2 г 5 г 10 г 20 г 50 г 100 г		0,25 мг 0,3 мг 0,4 мг 0,5 мг 0,6 мг 0,8 мг 1,0 мг 1,2 мг 1,5 мг 2,0 мг 2,5 мг 3,0 мг 5,0 мг
4	Набір тягарців із двома гачками	100 г	-	2 г
5	Мензурки 2-го класу, ГОСТ 1770-64	100, 250, 500, 1000 мл	10 мл 25 мл 25 мл 50 мл	5,00 мл 5,00 мл 12,50 мл 25,00 мл
6	Циліндри мірні (наливні) 2-го класу, ГОСТ 1770-64	100 мл 250 мл 500 мл 1000 мл	1 мл 5 мл 5 мл 10 мл	0,25 мл 1,25 мл 2,50 мл 5,00 мл
7	Набір резисторів (шкільний)	1, 2, 5 Ом	-	3 % номінального значення
8	Магазин опорів штепсельний (шкільний)	10, 20, 50 Ом	-	1,5 % номінального значення

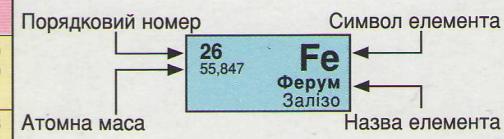
**Таблиця № 10. Граничні абсолютні похибки деяких
вимірювальних приладів**

№ з/п	Назва вимірювального приладу	Діапазон вимірювання	Ціна поділки шкали	Межа похибки засобу вимірювання або гранична абсолютна похибка
1	Штангенциркулі, ГОСТ 166-63	0 ...125, 0...200, 0...320 мм	0,1 мм або 0,05 мм (за ноніусом)	Одне значення ціни поділки по ноніусу
2	Терези рівноплечі, ручні, ГОСТ 359-54	1,00 ...20 г 5,00...100 г	-	20 мг при 20 г (6 мг при 2 г) 50 мг при 100 г (10 мг при 10 г)
3	Терези шкільні	10...200 г	-	50 мг при 10 г (20 мг при 200 г)
4	Термометри скляні рідинні (не ртутні) ГОСТ 9177-74	-20 °С 100 °С -35 °С 100 °С	0,2 °С; 0,5 °С; 1 °С, 2 °С, 5 °С	1 ціна поділки шкали, якщо вона рівна 1 °С, 2 °С, 5 °С і 2 ціни поділки, якщо вона дорівнює 0,2 °С; 0,5 °С.
5	Термометри ртутні скляні, ГОСТ 2045-71	-35 °С 0 °С 0 °С 100 °С 100 °С 200 °С -35 °С 200 °С -35 °С 100 °С 100 °С 200 °С -35 °С 200 °С -35 °С 200 °С	0,1 °С; 0,2 °С 0,2 °С 0,2 °С 0,5 °С 1 °С 1 °С 1 °С 2 °С 2 °С 5 і 10 °С	0,3 °С, 0,3 °С 0,2 °С 0,4 °С 1 °С 1 °С 2 °С 2 °С 5 °С
6	Динамометр навчальний	0...4 Н	0,1 Н	0,05 Н
7	Секундоміри механічні	30... 60 с	-	1,5 ціни поділки шкали за один оберт секундної стрілки
8	Секундоміри електричні	30 с	-	0,5 ціни поділки шкали за один оберт секундної стрілки
9	Амперметр шкільний	0...2 А	0,1 А	0,05 А
10	Вольтметр шкільний	0...6 В	0,2 В	0,15 В

Таблица № 11.

Періодична система хімічних елементів Д.І. Менделєєва

Період	Ряд	Г Р У П П И								VIII				
		I	II	III	IV	V	VI	VII						
1	1	H Гідроген Водень 1 1,0079								He Гелій 2 4,0026				
2	2	Li Літій 3 6,941	Be Берилій 4 9,012	B Бор 5 10,81	C Карбон Вуглець 6 12,011	N Нітроген Азот 7 14,0067	O Оксиген Кисень 8 15,999	F Флуор Фтор 9 18,998	Ne Неон 10 20,179					
3	3	Na Натрій 11 22,990	Mg Магній 12 24,305	Al Алюміній 13 26,981	Si Силіцій Кремній 14 28,086	P Фосфор 15 30,973	S Сульфур Сірка 16 32,06	Cl Хлор 17 35,453	Ar Аргон 18 39,948					
4	4	K Калій 19 39,098	Ca Кальцій 20 40,08	21 44,956 Sc Скандій	22 47,90 Ti Титан	23 50,941 V Ванадій	24 51,996 Cr Хром	25 54,938 Mn Манган Марганець		26 55,847 Fe Ферум Залізо	27 58,933 Co Кобальт	28 58,70 Ni Нікол Нікель		
	5	29 63,546 Cu Купрум Мідь	30 65,39 Zn Цинк	31 69,72 Ga Галій	32 72,59 Ge Германій	33 74,921 As Арсен Миш'як	34 78,96 Se Селен	35 79,904 Br Бром	36 83,80 Kr Криптон					
5	6	37 85,468 Rb Рубідій	38 87,62 Sr Стронцій	39 88,906 Y Ітрій	40 91,22 Zr Цирконій	41 92,906 Nb Ніобій	42 95,94 Mo Молібден	43 [98,906] Tc Технецій		44 101,07 Ru Рутеній	45 102,905 Rh Родій	46 106,4 Pd Паладій		
	7	47 107,868 Ag Аргентум Срібло	48 112,41 Cd Кадмій	49 114,82 In Індій	50 118,71 Sn Станум Олово, цина	51 121,75 Sb Стибій	52 127,60 Te Телур	53 126,904 I Іод Йод	54 131,30 Xe Ксенон					
6	8	55 132,91 Cs Цезій	56 137,33 Ba Барій	57 138,905 *La Лантан	72 178,49 Hf Гафній	73 180,948 Ta Тантал	74 183,85 W Вольфрам	75 186,207 Re Реній		76 190,2 Os Осмій	77 192,22 Ir Іридій	78 195,09 Pt Платина		
	9	79 196,967 Au Аурум Золото	80 200,59 Hg Меркурій Ртуть	81 204,37 Tl Талій	82 207,2 Pb Плюмбум Свинець, оливо	83 208,980 Bi Бісмут Вісмут	84 [209] Po Полоній	85 [210] At Астат	86 [222] Rn Радон					
7	10	87 [223] Fr Францій	88 226,025 Ra Радій	89 [227] **Ac Актиній	104 [261] Unq Уннілквадій	105 [262] Unp Уннілпентій	106 [263] Unh Уннілгексій	107 [264] Uns Уннілсептій		108 [265] Uno Уннілоктій	109 [266] Une Унніленій	110 [272] Uun Унніунілій		
Вищі оксиди		R₂O	RO	R₂O₃	RO₂	R₂O₅	RO₃	R₂O₇	RO₄					
Леткі водневі сполуки					RH₄	RH₃	H₂R	HR						
*Лантаноїди	58 140,12 Ce Церій	59 140,908 Pr Празеодим	60 144,24 Nd Неодим	61 [145] Pm Прометій	62 150,36 Sm Самарій	63 151,96 Eu Європій	64 157,25 Gd Гадоліній	65 158,925 Tb Тербій	66 162,50 Dy Диспрозій	67 164,93 Ho Гольмій	68 167,26 Er Ербій	69 168,934 Tm Тулій	70 173,04 Yb Ітербій	71 174,97 Lu Лютецій
**Актиноїди	90 232,038 Th Торій	91 [231] Pa Протактиній	92 238,029 U Уран	93 [237] Np Нептуній	94 [244] Pu Плутоній	95 [243] Am Америцій	96 [247] Cm Кюрій	97 [247] Bk Берклій	98 [251] Cf Каліфорній	99 [254] Es Ейнштейній	100 [257] Fm Фермій	101 [258] Md Менделєвій	102 [259] No Нобелій	103 [260] Lr Лоуренсій



ЛІТЕРАТУРА

1. Бушок Г. Ф., Венгер Є. Ф. Курс фізики : у 3 кн. Кн. 1. Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка : навч. посіб. Г. Ф. Бушок, Є. Ф. Венгер. – К. : Вища шк., 2002. – 375 с.
2. Дущенко В. П., Кучерук І. М. Загальна фізика. Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка/ В. П. Дущенко, І. М. Кучерук– К. : Вища шк., 1987. – 431 с.
3. Загальна фізика: Лабораторний практикум. : Навч. посібник /В. М. Барановський, П. В. Бережний, І. Т. Горбачу та ін.; За заг. ред. І. Т.Горбачука.– К. : Вища шк., 1992.– 509 с.: іл.
4. Кікоїн І. К., Кікоїн А. К. Молекулярна фізика/ І. К. Кікоїн, А. К. Кікоїн – К. : Радян. шк., 1968. – 476 с.
5. Кобель Г. П., Калапуша Л. Р. Моделювання у вивченні молекулярної фізики/ Г. П. Кобель, Л. Р. Калапуша– Луцьк : РВВ «Вежа» ВДУ ім. Лесі Українки, 1994. – 50 с.
6. Сивухин Д. В. Термодинамика и молекулярная физика : Учеб. пособие для вузов/ Сивухин Д. В.– М.: Наука, 1990. – 592 с.
7. Физический практикум / под ред. В. И. Ивероновой – М. : Госиздат физ.-мат. лит., 1962. – 956 с.

ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК

А	АВОГАДРО Амедео	59
Б	БОЙЛЬ Роберт	60
	БОЛЬЦМАН Людвіг	60
В	ВАН ДЕР ВААЛЬС Иоханнес Дідерік	61
Г	ГАЛІЛЕЙ Галілео	62
	ГЕЙ-ЛЮССАК Жозеф Луї	64
Д	ДАЛЬТОН Джон	64
	ДЖОУЛЬ Джеймс Прескотт	65
	ДЮЛОНГ П'єр Луї	66
Е	ЕЙНШТЕЙН Альберт	66
К	КАМЕРЛІНГ-ОННЕС Гейке	69
	КАРНО Нікола Леонард Саді	69
	КЛАПЕЙРОН Бенуа Поль Еміль	70
	КЛАУЗІУС Рудольф Юліус Емануель	71
Л	ЛОМОНОСОВ Михайло Васильович	72
	ЛОШМІДТ Йоганн Йозеф	74
М	МАЙЄР Юліус Роберт	74
	МАРІОТТ Едм	75
	МЕНДЕЛЄЄВ Дмитро Іванович	75
П	ПЕРРЕН Жан Батіст	76
	ПТІ Алексіс Терез	77
	ПУАЗЕЙЛЬ Жан Луї Марі	77
	ПУАССОН Сімеон Дені	77
Р	РЕОМІЮР Рене Антуан Фершо	78
С	СМОЛУХОВСЬКИЙ Маріан	78
	СТОКС Джордж Габріель	79
Т	ТОМСОН (Кельвін) Вільям	79
	ТОРРІЧЕЛЛІ Еванджеліста	81

Ф	ФАРЕНГЕЙТ Даніель Габріель	81
Ц	ЦЕЛЬСІЙ Андерс	82
Ш	ШАРЛЬ Жак Олександр Цезар	82
	ШТЕРН Отто	83
	85	

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

Вакуум 9, 210

Відношення теплоємностей газу C_p/C_v 23, 135, 138, 144

Внутрішнє тертя 36

Внутрішня енергія 20

Водяний еквівалент 151

Вологість

- абсолютна 130

- відносна 130

В'язкість повітря кінематична 36, 37, 115

Дифузія 34, 104, 223

Ентропія 26, 207

Ефективний діаметр молекул 32, 109

Калориметр 151, 157, 169

Кількість речовини 18

Кількість теплоти 18, 141

Коефіцієнт

- в'язкості рідини 172

- дифузії 34, 36, 89

- лінійного розширення твердих тіл 175, 176

- об'ємного розширення рідин 175, 178

- середній термічний тиску газів 100

- теплопровідності повітря 38, 39, 121

Маса 19, 91

Метод

- відкачування 93, 96

- відриву крапель 187

- підняття рідини в капілярах 194

- Ребіндера 181

- Клемана й Дезорма 135

- резонансний 144

- Стокса 172

- капілярний 115

- нагрітої нитки 121

Міжнародна система одиниць 54

Молекулярна маса 19, 96

Об'єм 10

Питома теплота пароутворення 161

Поверхневий натяг рідини 181, 187, 194
Похибки 47
Правила техніки безпеки 43
Середня довжина вільного пробігу 32, 109
Температура 11, 87
Теплопровідність 37, 109, 185, 203, 223,
Термометр 15, 87
Теплоємність 22, 197
 -питома 22, 169
 -молярна
Теплота пароутворення 163
Тиск 9, 86, 127, 191
Універсальна газова стала 93
Фазові переходи 23
Явища переносу 32

Д л я н о т а т о к

Д л я н о т а т о к

Д л я н о т а т о к

Навчальне видання

Колектив авторів:
Головіна Ніна Анатоліївна
Кобель Григорій Петрович
Доскоч Василь Петрович
Калапуша Леонід Романович

**ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ ІЗ МОЛЕКУЛЯРНОЇ
ФІЗИКИ Й ТЕРМОДИНАМІКИ**

*Навчальний посібник для студентів вищих
навчальних закладів*

Видання друге, виправлене, змінене та доповнене

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України

Редактор і коректор *Г. О. Дробот*
Верстка *І. В. Захарчук*

Формат 60x84 ¹/₁₆. Обсяг 14,41 ум. друк. арк., 14,28 обл.-вид. арк.

Наклад 300 пр. Зам. 310

Редакція, видавець і виготовлювач – Вежа-Друк
(м. Луцьк, вул. Бойка, 1, тел. 29-90-65).

Свідоцтво Держ. комітету телебачення та радіомовлення України.

ДК № 4039 від 08.04.2011 р.