

Борис Лисянський

Асистент при кафедрі фізики й лектор фізики Української Господарської Академії
в Чехословацькій Республіці

Курс лекцій по фізиці

Частина III.

Наука про тепло.



1923

Подєбради

Видання „Видавничого Т-ва при Українській Господарській Академії в Ч. С. Р.“

ч. 55

На правах рукопису.
[53(02)]

Boris Lyssjanskij

Assistent à la chaire de physique et lecteur de physique
à l'Académie Ukrainienne d'économie rurale à Poděbrady

Cours de Physique.

Борис Лисьянський.

Асистент при кафедрі фізики й лектор фізики
Української Господарської Академії в ЧСР.

КУРС ЛЕКЦІЙ по ФІЗИЦІ.

Ч. III. Наука про тепло.

1923.

м. ПОДЕБРАДИ.

Видання „Видавн. П-ва при Україн. Госп. Акад.”

Літографовано 150 примірників.

Фізика Тепло.

І. Т Е Р М О М Е Т Р І Я.

§ 1. Однією з основних наукових уяв, що створюють фундамент сучасного природознавства, є ідея МОЛЕКУЛЯРНОЇ БУДОВИ МАТЕРІЇ. В її освітленні всяке матеріальне тіло окреслюється як певний комплекс окремих елементарних часточок - молекул, що тьмяно перебувають у невинному, енергійному русі. ВЗАЄМНИМ РОСТАШОВАННЯМ МОЛЕКУЛ ТА ХАРАКТЕРОМ вгаданого вище МОЛЕКУЛЯРНОГО РУХУ СТАВЛЯТЬСЯ ВСІ ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ДАНОГО ТІЛА. Рух молекул не є приступним для безпосередніх наших спостережень: але без особливих труднощів піддається дослідженню ОДНА З ФОРМ ЗОВНІШНЬОГО ВІЯВУ МОЛЕКУЛЯРНОГО РУХУ, ТА - САМЕ ЙОГО ФОРМА, ЯКУ МИ НАЗИВАЄМО Т Е П Л О М. ТЕПЛОВА ЕНЕРГІЯ, В ЯКУ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ КІНЕТИЧНА ЕНЕРГІЯ МОЛЕКУЛ, УЯВЛЯЄ СОБОЮ СЛИН З ТИХ ВИДІВ ЕНЕРГІЇ, ЯКИЙ НАДАЄТЬСЯ ДО БЕЗПОСЕРЕДНЬОГО ПЕРЕНЯТТЯ НАШИМ ФІЗІОЛОГІЧНИМ АПАРАТОМ.

Органом, який реагує на всі теплові процеси, з'являється ШКІРА нашого тіла. Вона в певній мірі володіє здібністю визначати тепловий стан найближчого до неї оточення. Отже, на основі сказаного вище, приходимо до таких визначень:

ТЕПЛО ЯКО З'ЯВИЩЕ ФІЗИЧНЕ, УЯВЛЯЄ СОБОЮ РУХ МОЛЕКУЛ МАТЕРІЇ, ЩО ВІДБУВАЄТЬСЯ НА ОСНОВІ ПЕВНИХ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ.

ТЕПЛО, ЯКО З'ЯВИЩЕ ФІЗІОЛОГІЧНЕ, УЯВЛЯЄ СОБОЮ ПЕВНОГО РОДУ ВРАЖІННЯ, ЩО ПЕРЕИМАЄТЬСЯ ПОВЕРХНЕЮ РІЗНИХ ОРГАНІВ НАШОГО ТІЛА.

§ 2. Досвід переконує нас у тому, що при різних умовах тепловий стан все того ж тіла може бути різним. СТЕПЕНЬ ТЕПЛОВОГО СТАНУ ДАНОГО ТІЛА МИ НАЗИВАЄМО ЙОГО Т Е М П Е Р А Т У Р О Ю.

Температура є певна фізична величина, яка піддається поміру. А через те з'являється необхідним встановити ОДИНИЦЮ цієї величини. Такою одиницею з'являється СТУПІНЬ. Ступінь є одиницею УМОВНОЮ, вартість якої залежить від ВИБОРУ ТЕРМОМЕТРИЧНОЇ СКАЛІ. В сучасний мент, як нам відомо, існує три термометричні скали: ЦЕЛЬСІЯ /*Celsius*, 1701-1744, п'єд-ський астроном/, РЕОМЮРА /*Reaumur*, 1683-1757/, французький зоолог, та ФАРЕНГЕЙТА /*Fahrenheit*, 1686-1736/. Кожда з цих скаль обмежується двома "ОСНОВНИМИ ТОЧКАМИ". Одна з них має назву "ТОЧКИ ЗАМЕРЗАННЯ", друга - "ТОЧКИ КІПІННЯ".

Перша визначає температуру топлення льоду або замерзання води, друга - температуру кіпіння води. Інтервал по між двома названими точками поділяється на певне число ОДНАКОВИХ частин, кожда з яких і визначає собою СТУПІНЬ даної термометричної скали. Скаля Цельсія має 100 ступнів, скаля Реомюра - 80, скаля Фаренгейта 180. Основні точки мають зазначення: на першій скалі - 0° та 100°, на другій - 0° та 80°, на третій - 32° та 212°.

Таким чином по між ступіннями трьох скаль маємо наступне співвідношення:

х/ До справи поміру температури вперше підійшов ГАЛІЛЕЙ /біля року 1600/, а також незалежно від нього голандець ДРЕББЕЛЬ.

хх/ Скаля Фаренгейта вживається в Англії та Сполучених Штатах.

$$\left. \begin{aligned} 1^{\circ}R &= \frac{5}{4}^{\circ}C = \frac{9}{4}^{\circ}F; \\ 1^{\circ}C &= \frac{4}{5}^{\circ}R = \frac{2}{5}^{\circ}F; \\ 1^{\circ}F &= \frac{4}{9}^{\circ}R = \frac{5}{9}^{\circ}C; \end{aligned} \right\} \quad |||$$

§ 3. Той відділ науки про тепло, який займається вишукуванням метод по міру тепла, називається **ТЕРМОМЕТРІЄЮ**. При розв'язанні всіх своїх проблем термометрія майже виключно використовує ту властивість матерії, яка відома під назвою **ТЕПЛОВОГО РОСШИРЮ ТІЛ**. Всі матеріальні тіла з **ПІДНЕСЕННЯМ ТЕМПЕРАТУРИ** збільшують свій обсяг.

Вияток з цього правила складає незначна кількість тіл. З них у першу чергу слід згадати про **ВОДУ**, що при ogrіванню від 0° до $4^{\circ}C$. свій обсяг зменшує. **КРИСТАЛИ**, яко тіла **АНІЗОТРОПНІ**, в різних напрямках виявляють неоднакову теплову розширність, а де-які з них /наприклад ісландський шпат/ в одному напрямку /головна вісь/ розширюються, а в другому /прямому до першого/ **СТИСКУЮТЬСЯ**. **ХОНА** ртутю з підвищенням температури свій обсяг збільшують. **ІОДІД СРІБЛА** /*AgI*/ в температурному інтервалі від 10° до 70° стискується й починає збільшувати обсяг лише від температури 70° . **КАВЧУК** в умовах звичайних підпадає загальному правилу, при розтяганні він зменшує свою теплову розширність, яка при певній вартості розтяжної сили обертається в нуль. При послідовному зрості розтяжної сили кавчук з піднесенням температури **СТИСКУЄТЬСЯ**. Як вачимо величина теплового розширю може одужити **МІРИЛОМ ТЕПЛОВОГО СТАНУ** тіла. Таким чином усяке тіло, обсяг якого надається до поміру, може виконувати роль **ТЕРМОСКОПУ**. Помічку останнього ми можемо переводити **ЗГЛЯДНЕ ПОРІВНЯННЯ** температур двох тіл.

Долучення до термоскопу **СКАЛІ**, надає такому порівнянню **ПЕВНИЙ, ОЗНАЧЕНИЙ ХАРАКТЕР** і з термоскопу перетворює наш пристрій у **ТЕРМОМЕТР**.

Теплові вражіння нашого тіла є в значній мірі умовними й суб'єктивними. Через те для визначення теплового стану тіл **найменшою докладністю** конче маємо послуговуватися тими або іншими термоскопічними чи термометричними урядженнями. До останніх, крім звичайних **РТУТНИХ ТЕРМОМЕТРІВ**, належать ще термометри **СПИРТОВІ** /що вживаються для поміру температур, нижчих од $-38,5^{\circ}C$./ далі **МЕТАЛЕВІ** й нарешті **ГАЗОВІ**. Останні є найбільш чутливі і їх уживається при всіх точних наукових помірах. З конструкцією газового термомістру ми ознайомимося пізніше, а тут з'ясуємо лише принцип, на який спирається побудова **ТЕРМОМЕТРУ МЕТАЛЬОВОГО**. Різні тіла мають **НЕОДНАКОВУ** теплову розширність. Отже як що злучити нерухомо по між собою дві штаби *AB* та *CD* /рис.1,1/ виготовлені в різних металів, то така зложена штаба *ABCD* при ogrіванні її почне страчувати свій простолінійний вигляд; вона набере форму лука, на вигнутій стороні якого буде метал з більшою тепловою розширністю /рис.1,2/. При охолодженні матимемо протилежне з'явище; угнута сторона штаби обернеться у вигнуту й навпаки /рис.1,3/. Як що по тому ж способу виготовити металеву спіралю, то при змінах температури вона буде скручуватись та розширюватись; передавши за помічку того або іншого пристосовання рух вільного кінця спіралі стрілки, що ходить здовж скалі, дістанемо металевий термоскоп, проступіювачий який матимемо нарешті **МЕТАЛЕВИЙ ТЕРМОМЕТР**.

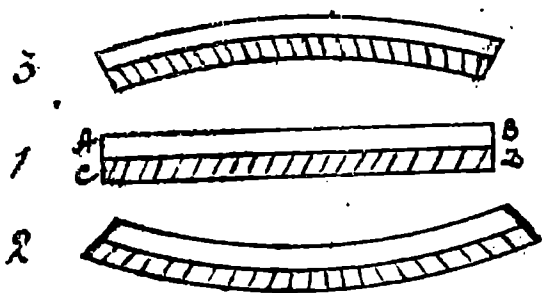


Рис. 1.

З різних типів останніх згадаймо тут про **ТЕРМОМЕТР БРЕГЕ** /*Breguet*/, загальний вигляд якого подано на рис.2 та **квадратний ТЕРМОМЕТР** /рис.3/.

В термометрі **БРЕГЕ** ми маємо спіралю, складену зі срібла та золота й платини. При всякій, навіть незначній, зміні температури стрілка *ss*, що злучена з вільним кінцем спіралі, пересувається здовж кругової скалі *ee*. Чутливість пристрою ставиться значною довжиною його спіралі. Ступінуються металеві термометри дорогою порівняння їх з добрими ртутними термометрами.

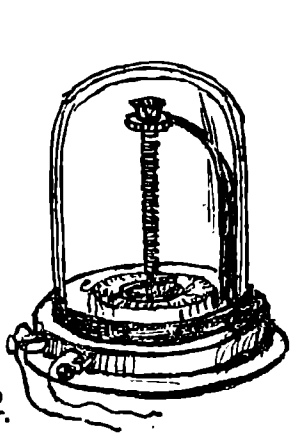


Рис. 2.

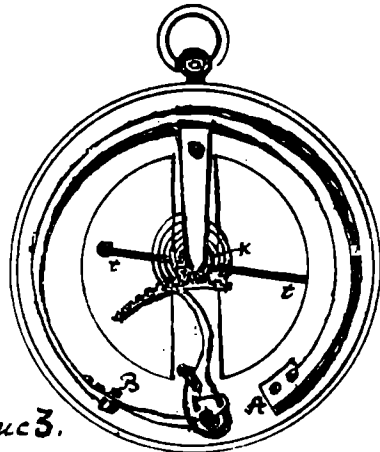


Рис. 3.

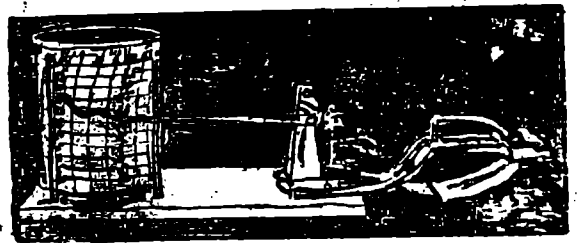


Рис. 4.

В квадрантовому термометрі рух вільного кінця /В/ штаби АВ передається зубчастому колесцю К, нерухомо-сполученому зі стрілкою З, що ходить вздовж шкали.

Металевий термометр, пристосований до тяглої записи показань, називається ТЕРМОГРАФОМ /рис.4/. Такі термографи з заводними годинниковими механізмами з успіхом обслуговують метеорологічні станції.

§ 4. Перейдемо до ознайомлення зі справою ВИГОТОВЛЕННЯ ТА СТУПІНЮВАННЯ РТУТНИХ ТЕРМОМЕТРІВ. Праця в цьому напрямку починається з КОНТРОЛЬНОЇ ПЕРЕВІРКИ ТЕРМОМЕТРИЧНОЇ ТРУБКИ. З цією метою до трубки вводиться незначна кількість ртуті, яка витворює невеличкий стовпик. Пересуваючи цей стовпик вздовж каналу трубки, стежимо за його виглядом та розмірами. Для цього користуємося спеціальним пристроєм з двома оптичними трубами, вигляд якого подає рис.5. Як що при цьому не помічається значних відступлень від правильної форми та як що довжина стовпика при переході від одних місць трубки до других помітно не змінюється, ТРУБКА УЗНАЄТЬСЯ ГІДНОЮ ДО ВИГОТОВЛЕННЯ З НЕЇ ТЕРМОМЕТРУ. По закінченні такої контрольної пере-

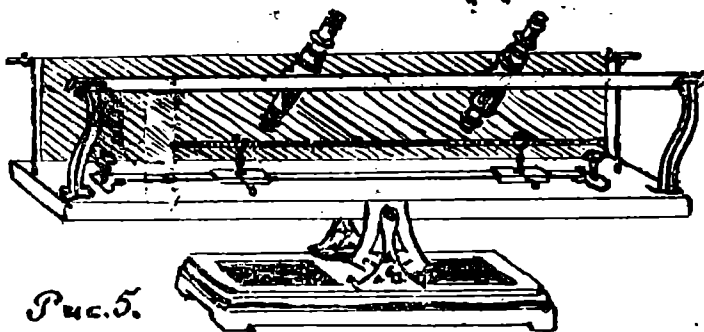


Рис. 5.

вірки приступають до самого виготовлення. Для цього на обох кінцях трубки /висушеної й хемично-чистої/ видувається по резервуару, один з яких /верхній/ лишається відкритим /рис.6/. Огрівачи закритий кінець трубки і опускаючи після того її відкритий кінець до посудини з ртутю. Зможемо, по де-

кількаразовому повторенні такої операції в потрібній мірі виповнити ртуттю термометр. Перевірившись, що введена до трубки кількість ртуті відповідає дійсній потребі, трубку огріваємо настільки, щоби ртуть виповнила її всю і після цього затежимо відкритий її кінець. Таким чином ми цілком увільняємо термометричну трубку від повітря, присутність якого з одного боку перешкоджала би розширенню ртуті, а з другого спричинялася би до її загнивання через хемичний вплив кисню.

Закінчивши виготовлення термометричної трубки, переходимо до ВСТАНОВЛЕННЯ ОСНОВНИХ ТОЧОК ТЕРМОМЕТРУ ТА СТУПІНЮВАННЯ ЙОГО ШКАЛИ. Для встановлення "ТОЧКИ ЗАМЕРЗАННЯ" уміщуємо термометр до посудини, виповненої дрібно-потовченим /і политим водою/ льодом, що з усіх боків оточує цілий термометричний резервуар і налезну частину самої трубки /рис.7./

Вичікавши відповідний час, аж поки ртуть не займе сталого положення в трубці, відмічаємо це положення рискою й проти неї ставимо 0°. Далі уміщуємо термометр до т.зв. ПАРОВОЇ ВАННИ /рис.8/ себ-то посудини, виповненої гарячою водяною паром, що тягло надходить від води, в якій підтримується температура кипіння. Для усунення зовнішніх теплових впливів стінки посудини АА робляться подвійними, при чому внутрішні стінки пармає можливість обходити з обох боків. Пристрій має манометр М, за поміччю якого контролюється тиснення пари в посудині АА. Як що протягом від-



Рис. 6.

повідного часу ртуть у трубці стоїть нерухомо, то проти її положення ставимо на шкалі риску, біля якої пишемо 100°. Таким чином визначаємо другу основну точку - "точку кипіння". Інтервал по між обома основними точками поділяємо на 100 рівних частин і цією дорогою дістаємо термометричну /Дельсієву/ шкалу.

Описаний вище досвід має переводитися при нормальному барометричному тисненні. В тому разі коли атмосферне тиснення з відмінним од 760 мм., — проти риски ставимо не 100°, а ту температуру, яка подається для даного тиснення відповідними таблицями.

В більшості випадків термометрична шкала є нанесеною на окрему дерев'яну або металеву дощечку, з'єднану з трубкою. Точні термометри, що вживаються для докладних наукових pomiriv мають шкалу НА САМІЙ ТРУБЦІ. Особливо точні ртутні термометри ступінюються дорогою порівнянь з термометром воздушним.

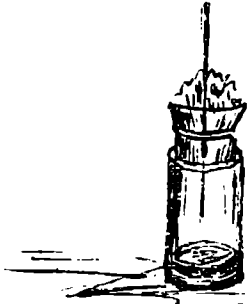


Рис. 7.

§ 5. Для того, щоби термометр мав вартість яко науковий пристрій, він повинен задовольняти певним вимогам; отже він має бути 1/ ВІРНИМ себ-то показувати ту температуру, яку тіло в дійсності має, 2/ ЧУЛИМ себ-то реагувати на найменші зміни температури і 3/ ЧУЛИМ - себ-то швидко

ко відгукуватися на температурні зміни.

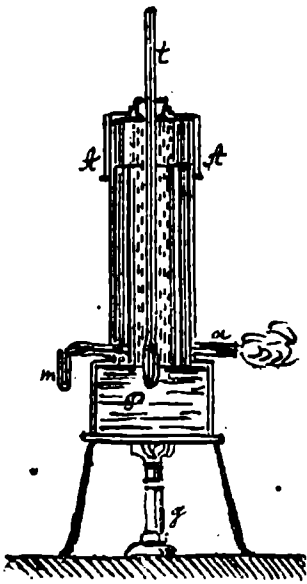


Рис. 8.

Термометр, який безпосередньо по своєму виготовленню задовольняє всім необхідним вимогам, через деякий протяг часу може відступити від того й втратити певні свої властивості. Це з'являється внаслідок ПЕВНИХ МОЛЕКУЛЯРНИХ /ДЕФОРМАЦІЙНИХ/ ПРОЦЕСІВ, що заходять в скляній масі, ВЗАЄМНИХ ВПЛИВІВ ШКЛА ТА РТУТІ, А ТАКОЖ ТЕПЛОВИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ШКЛА, В НАСЛІДОК ЯКИХ ВОНО ПРИ ОХОЛОДЖЕННІ ВЕРТАЄ ДО ПЕРВІСНОГО ОБСЯГУ НЕ В І Д Р А З У. Все це спричиняється до т.зв. ПЕРЕМІЩЕННЯ ОСНОВНИХ ТОЧОК ТЕРМОМЕТРУ. Останнє в значній мірі усувається заміною звичайного скла т.зв. "ІЕНСБІМ" шклом, але цілковито уникнути його неможна. А через те час від часу термометр треба піддавати ПЕРЕВІРЦІ. Внаслідок такої перевірки з'являється введення ТЕРМОМЕТРИЧНИХ ПОПРАВКИ. Такі поправки з одного боку дають можливість ВИЗНАЧИТИ ПРАВДИВЕ ПОЛОЖЕННЯ ОСНОВНИХ ТОЧОК ТЕРМОМЕТРИЧНОЇ ШКАЛИ, а з другого ВСТАНОВЛЮЮТЬ ТІ ВЕЛИЧИНИ, ЯКІ НЕОБХІДНО ДОДАТИ ДО ПОКАЗАНЬ ТЕРМОМЕТРУ, ЩОБИ ЗРОБИТИ ІХ ВІРНИМИ. Остання категорія поправок знаходиться дорогою порівняння показань ртутного термометру з показаннями термометру газового.

§ 6. Іноді, /наприклад при метеорологічних спостереженнях/ буває важливим знати НАЙМЕНШУ або НАЙБІЛЬШУ температуру даного оточення за певний протяг часу. В таких випадках користають з відповідно уряджених термометрів, що дістають назву. МІНІМАЛЬНИХ ТА МАКСІМАЛЬНИХ. Ознайомимось з їхньою конструкцією. Термометр МІНІМАЛЬНИЙ уявляє собою СПИРТОВИЙ термометр, у трубці якого, ВНУТРИ течі міститься штифт з барвистого скла. Трубка термометра має ПОЗЕМЕ положення. Коли при зниженні температури, спиртовий стовпик скорочується, мениск його ШТОВХАЄ ПОПЕРЕД СЕБЕ ШКЛЯНИЙ ШТИФТ; при підвищенні температури стовпик розширюється при чому штифт лишається на тому місці, де знаходився мениск спиртового стовпика при найбільшому стиску останнього.

Термометр МАКСІМАЛЬНИЙ уявляє собою РТУТНИЙ термометр, в якому НАД поверхнею ртуті міститься ЗАЛІЗНИЙ або СТАЛЕВИЙ ШТИФТ. Термометр, як і мінімальний, займає ПОЗЕМЕ положення. При зрості температури ртутний мениск

посуває перед собою штифт; при зниженні температури останній лишається на
своєму місці, фіксуючи таким чином найбільшу температуру.

Іноді обидва термометри злучаються в один **МАКСИМАЛЬНО-МІНІМАЛЬНИЙ**
термометр. Прикладом цього може служити /рис.9/ **ТЕРМОМЕТР СІКСА** /SIX, 1782/
Він складається з двох злучених по між собою скляних трубок, з яких кожна
закінчується закритим резервуаром. Середня частина пристрою виповнюється
РТУТЮ, а крайні - спиртом, який один з резервуарів /А/ займає повністю,
а другий /В/ лише почасти. В кожному зі спиртових стовпів міститься по
сталевому штифту. При зниженні температури спирт у лівій
трубці стискується, ртутний мениск у ній йде через це до
гори й посуває штифт, який фіксує таким чином **НАЙНИЖЧУ**
ТЕМПЕРАТУРУ. При підвищенні температури ртуть у лівій
трубці знижується й підноситься замість того в правій
трубці, штифт якої відмічає своїм положенням **НАЙВИЩУ** **ТЕМ-**
ПЕРАТУРУ.

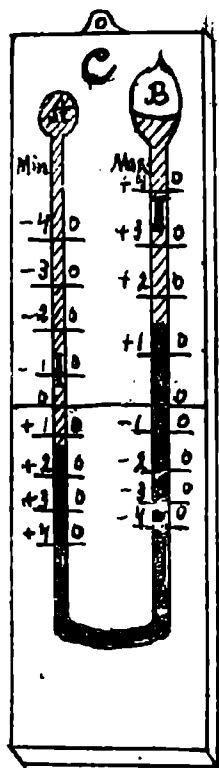


Рис. 9.

Відміною максимального термометру є термометр **МЕДИЧ-**
НИЙ. Волоскувата трубка його поблизу резервуара має знач-
не **ЗВУЖЕННЯ**. При розширенні ртуті остання вільно прохо-
дить через цю вузьку шийку, при стисненні ж ртутний стов-
пик **РОЗРИВАЄТЬСЯ** в шийці й через те залишається в попе-
редньому своєму положенні, показуючи таким чином макси-
мальну температуру. Для злучення стовпика з цілою масою
ртуті в резервуарі необхідно термометр енергійно струхну-
ти.

Існують також **МЕТАЛЕВІ** максимально-мінімальні тер-
мометри. Такий термометр в конструкції **ГЕРМАНА** та **ПЕІСТЕ-**
РА має вигляд, показаний на рис.10.



Рис. 10.

§ 7. Для поміру температур **ДУЖЕ**
ВИСОКИХ термометри будь-якої конструк-
ції непридатні. Через те в тих випад-
ках, коли температура тіла виносить де-
кілька сот, а то й по над тисячу сту-
пінів, уживається спеціальних пристро-
їв, які мають назву **ПИРОМЕТРІВ**.

Найпримитивнішим пирометричним
урядженням з'являється залізна дошка
АВ /рис.11/, з низкою заглибин, у
які покладено кульки з різних металів
/оливо, цина й т.инш./, що мають неод-
накові /невисокі/ температури топлен-
ня. Кульки розміщуємо в порядку їхніх

температур топлення. Коли хочемо помірати температуру печі, то засовуємо
до неї дошку **АВ** й тримаємо її там певний протяг
часу. Пізніше виймаємо її і дивимося які-саме з
кульок стопилися. Температура печі лежатиме в ін-
тервалі температур топлення останньої розтопленої
та першої нерозтопленої кульки.

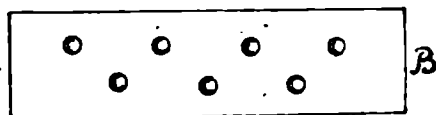
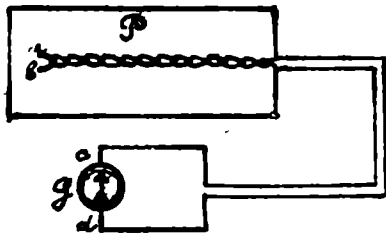


Рис. 11.

Існує багато різних конструкцій пирометрів.
Однією з найпростіших і найкращих з них є конст-
рукція **ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОГО ПИРОМЕТРА ЛЕШАТЕЛЬЄ** /Leschatelier/. Схеми його
подана на рис. 12. Два дроти - один /а/ платиновий, другий /б/ платино-
іридієвий скручуються до купи і вставляються до печі **Р**, температуру
якої необхідно помірати. Вільні кінці дротів /с та д/ злучаються з чу-
лим гальванометром. Відхилення стрілки останнього будуть тим більшим, чим
вищою з'являтиметься температура печі, від вартості якої залежатиме сила
термоелектричного току. Для того, щоб такий пристрій міг зважатися пиро-
метром його необхідно відповідним чином пристосувати.

§ 8. Звернемося до ближчого дослідження з'явища **ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ Т**
ТВЕРДИХ, РІДКИХ ТА ГАЗОВИХ ТІЛ. Почнемо з тіл твердих. При різних умовах
ми різно можемо підходити до з'явища теплового розширення цих тіл. Іноді нас



може цікавити лише **ЗМІНА ЛІНІЙНИХ РОЗМІРІВ** того або якого тіла, іноді нам цікаво мати відомості про **ЗМІНУ ПОВЕРХНІ** тіла, нарешті в інших випадках ми можемо цікавитися **ЗМІНОЮ ОБСЯГУ** тіла. Відповідно до кожної зі згаданих умов пристосовується й назва теплового розширення тіл. Отже, будемо казати про тепловий розширення: а/ **ЛІНІЙНИЙ**, б/ **ПОВЕРХНЕВИЙ** та в/ **ОБСЯГОВИЙ**.

Нехай у нас є стрижень довжини l_0 . Остання при температурі 0° має вартість l_0 ; при температурі t° дістає вартість l_t .

Рис. 12.

$$\text{Різниця } \Delta l = l_t - l_0 \quad |2/$$

визначає собою **АБСОЛЮТНЕ ВИДОВЖЕННЯ** стрижня при оґріванні його від температури 0° до температури t° .

Величина Δl окреслює собою те видовження, яке припадає на l_0 одиниць довжини. Взявши величину

$$\gamma = \frac{\Delta l}{l_0} \quad |3/$$

себ-то віднесши абсолютне видовження до первісної довжини стрижню, дістаємо те, що називається **ЗІЛЛЯНИМ ВИДОВЖЕННЯМ** при оґріванні тіла від 0° до t° . Величина γ показує **НА СКІЛЬКИ - САМЕ** зросла кожна одиниця довжини при оґріванні стрижня на t° . Як що вираз /3/ поділимо на t , то дістанемо величину

$$\alpha = \frac{\Delta l}{l_0 t} = \frac{l_t - l_0}{l_0 t}; \quad |4/$$

яка показує **НА СКІЛЬКИ - САМЕ** зросла кожна одиниця довжини при оґріванні стрижня на 1° . Величина α називається **КОЕФІЦІЄНТОМ ЛІНІЙНОГО РОСШИРЕННЯ** даного тіла.

Взір /4/ дає нам:

або

$$\begin{aligned} l_t - l_0 &= l_0 \alpha t, \\ l_t &= l_0 (1 + \alpha t); \end{aligned} \quad |5/$$

дістаємо один з основних wzorів термометрії. Вираз /5/ показує як на основі первісної довжини стрижня l_0 та вартості коефіцієнта лінійного розширення α перевести обчислення довжини стрижня при даній температурі t .

Зі wzору /5/ слідує другий:

$$l_0 = \frac{l_t}{1 + \alpha t}; \quad |6/$$

що дає можливість обчислити первісну довжину l_0 . Двоцлен $1 + \alpha t$, що фігурує у wzорах /5/ та /6/ називається **БІНОМОМ ЛІНІЙНОГО ТЕПЛОВОГО РОСШИРЕННЯ**.

Перейдемо далі до поверхневого теплового розширення. Уявимо собі, що поверхня досліджуваного тіла є плоскою й обмежується прямокутником $ABCD$ /рис.13/, довжина якого виносить l , а ширина є m / $AB = l$, $BC = m$ /.

Тоді поле цього прямокутника S визначиться wzором $S = l \cdot m$. При температурі 0° величина S матиме вартість:

$$S_0 = l_0 \cdot m_0; \quad |7/$$

при температурі t вона дістане вартість:

$$S_t = l_t \cdot m_t; \quad |8/$$

або

$$S_t = l_0 \cdot m_0 (1 + \alpha t)^2 = l_0 m_0 (1 + 2\alpha t + \alpha^2 t^2); \quad |9/$$

Рис. 13.

де α є коефіцієнт лінійного розширення.

Взявши на увагу незначну числову вартість величини α , член, у який ця величина увіходить у **ДРУГОМУ** степеню, можемо відкинути.

Тоді вираз /9/ перепишеться:

$$S_t = l_0 m_0 (1 + 2\alpha t) = S_0 (1 + 2\alpha t); \quad /10/$$

Введемо зазначення

$$\beta = 2\alpha;$$

і назовемо величину β коефіцієнтом поверхневого теплового розширення. Тоді вираз /10/ переписеться остаточно так:

$$S_t = S_0 (1 + \beta t); \quad /12/$$

- дістаємо другий основний взір термометрії, що дозволяє на основі поля первісної поверхні S_0 та коефіцієнта поверхневого розширення обчислити поле поверхні тіла при даній температурі t .

Зі взору /12/ слідує взір:

$$S_0 = \frac{S_t}{1 + \beta t}; \quad /13/$$

що дає можливим перевести відворотне обчислення.

Розглянемо нарешті ОБСЯГОВИЙ ТЕПЛОВИЙ РОЗШИР. Уявимо що дане тіло творить собою прямокутний рівнобіжностінник $ABCD EFGH$ /рис. 14/ довжини різних рубів якого виносять: l, m, n ($AB=l, AD=m, AH=n$). Тоді обсяг тіла визначиться взором: $v = lmn$. При температурі 0° величина v матиме вартість:

$$v_0 = l_0 m_0 n_0 \quad /14/$$

при температурі t вона дістане вартість

$$v_t = l_t m_t n_t \quad /15/$$

або

$$v_t = l_0 m_0 n_0 (1 + \alpha t)^3 = l_0 m_0 n_0 (1 + 3\alpha t + 3\alpha^2 t^2 + \alpha^3 t^3); \quad /16/$$

де α є коефіцієнт лінійного розширення.

Взявши на увагу незначну числову вартість величини α , члени, в які ця величина увіходить у другому та третьому степені, можемо відкинути, і тоді дістанемо:

$$v_t = l_0 m_0 n_0 (1 + 3\alpha t) = v_0 (1 + 3\alpha t). \quad /17/$$

Рис. 14.

Введемо зазначення:

$$3\alpha = \gamma; \quad /18/$$

і назовемо величину γ коефіцієнтом обсягового теплового розширення.

Тоді взір /17/ остаточно переписеться:

$$v_t = v_0 (1 + \gamma t); \quad /19/$$

- дістаємо третій основний взір термометрії; зі взору /19/ дістаємо ще:

$$v_0 = \frac{v_t}{1 + \gamma t}; \quad /20/$$

§ 9. Зробимо де-які загальні зауваження що-до коефіцієнтів теплового розширення. Ці зауваження конкретно ми віднесемо до величини α , але при цьому пам'ятатимемо, що вони стосуються в такій же мірі і до величин β та γ .

До цього часу початкову температуру ми вважали рівною нулю. Але всі взори, які було виведено нами, зберігають свою силу й тоді коли початкова температура є відмінною від нуля. Покажемо це на прикладі взору /4/.

Для температури t на основі взору /5/ маємо

$$l_t = l_0 (1 + \alpha t); \quad /21/$$

для іншої температури t' так само матимемо:

$$l_{t'} = l_0 (1 + \alpha t'); \quad /22/$$

З цих взорів дістаємо:

$$\frac{l_{t'} - l_t}{l_0 (t' - t)} = \alpha; \quad /23/$$

Як бачимо взір /23/ є лише більш загальним і взір /4/ повстає з нього при умові $t = 0$

Величина α визначає собою видовження, якого зазнає одиниця довжи-

ни при зміні температури на 1° . Як бачимо ця величина залежить від величин t та t' себ-то від початкової та кінцевої температур. В даному разі ця залежність є найпростішою, вона має місце тоді, коли:

$$\frac{l_{t'} - l_t}{l_0(t' - t)} = \alpha(t' - t) \quad /24/$$

себ-то коли зглядне видовження $\frac{\Delta l}{l_0}$ є просто-пропорційним до різниці температур $t' - t$. Як що зглядне видовження $\frac{\Delta l}{l_0}$ зв'язано з величинами t та t' більш складною залежністю, то складнішими будуть і вирази /21/ та /22/; вони приберуть тоді вигляду, що в загальній формі окреслиться так:

$$l_t = l_0(1 + at + bt^2 + ct^3 + \dots); \quad /25/$$

$$l_{t'} = l_0(1 + at' + bt'^2 + ct'^3 + \dots); \quad /26/$$

і тоді замість виразу /23/ ми дістанемо

$$\frac{l_{t'} - l_t}{l_0(t' - t)} = a + b(t' + t) + c(t'^2 + t't + t^2) + \dots = \alpha_{t,t'}. \quad /27/$$

Величина $\frac{l_{t'} - l_t}{l_0(t' - t)}$ визначає зглядне видовження при ogrиванні від температури t до температури t' ; величина $\frac{l_{t'} - l_t}{l_0(t' - t)} = \alpha_{t,t'}$ визначає таке ж видовження при ogrиванні на 1° . Як бачимо ця остання величина є певною, складною функцією температур t та t' і числова її вартість перебуватиме в залежності від вартостей температур t та t' , себ-то від того на якому-саме температурному інтервалі переводиться досвід.

Величину $\alpha_{t,t'}$ назовемо пересічним коефіцієнтом лінійного розширення для температурного інтервалу $t \dots t'$. Як що в межах даного температурного інтервалу зміни, яких зазнає величина $\alpha_{t,t'}$ є незначні, то тоді в названих межах величину $\alpha_{t,t'}$ можемо вважати сталою. /В цьому випадку коефіцієнти $b, c, \dots$ виразу /27/ за їх незначністю відкидаємо і цей виір перетворюємо таким чином у виір /23/. Як що зміни величини $\alpha_{t,t'}$ є значними, то в усі відповідні вирази ми маємо ввести нову величину α , яку ми назовемо **П Р А В Д И В И М**-коефіцієнтом лінійного розширення для даної температури t і яка визначається виразом:

$$\alpha = \lim_{t' \rightarrow t} \{ \alpha_{t,t'} \} = \lim_{t' \rightarrow t} \left\{ \frac{l_{t'} - l_t}{l_0(t' - t)} \right\} = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dt}; \quad /28/$$

себ-то, на основі виразу /24/:

$$\alpha = a + 2bt + 3ct^2 + \dots \quad /29/$$

На основі цього виразу зможемо обчислити величину α тоді, коли нам будуть відомі коефіцієнти $a, b, c, \dots$. Останні знаходяться досвідною дорогою. Для цього переводимо відповідну кількість досвідних спостережень, а саме як-що хочемо знайти n перших коефіцієнтів, то переводимо $n+1$ спостережень, з яких перше відповідає температурі $t_0 = 0^\circ$, а решта температурам $t_1, t_2, \dots, t_n$. Тоді для знаходження n невідомих величин дістанемо n рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} l_{t_1} &= l_0(1 + at_1 + bt_1^2 + ct_1^3 + \dots) \\ l_{t_2} &= l_0(1 + at_2 + bt_2^2 + ct_2^3 + \dots) \\ &\dots \dots \dots \\ l_{t_n} &= l_0(1 + at_n + bt_n^2 + ct_n^3 + \dots) \end{aligned} \right\} \quad /30/$$

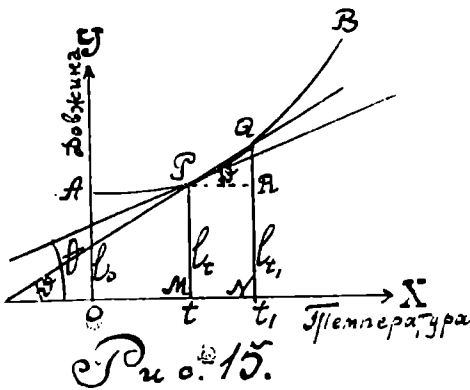
розв'язавши цю систему рівнянь, знайдемо коефіцієнти $a, b, c, \dots$

§ 10. Надамо геометричну інтерпретацію виразів /27/ та /28/. Для цього візьмемо координатні осі X та Y /рис.15/ і першу з них примемо за

ВІСЬ ТЕМПЕРАТУР, а другу - за ВІСЬ ДОВЖИН.

Тоді для вартості температури $t_0 = 0$ матимемо вартість довжини l_0 . Ся

для вартостей температури t та t_1 матимемо відповідні вартості довжини: l_t та l_1 . Як що во всіх точках восм Х-в поведемо відповідні ординати, то геометричним місцем кінцевих точок останніх буде крива AB , яку ми назовемо КРИВОЮ ЛІНІЙНОГО ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ. Пересічний коефіцієнт α_{t-t_0} визначається виразом:



$$\alpha_{t-t_0} = \frac{l_t - l_0}{l_0 (t - t_0)}$$

що при $l_0 = 1$ дає:

$$\alpha_{t-t_0} = \frac{QR}{PR} = \operatorname{tg} \varphi. \quad /31/$$

Правдивий коефіцієнт α визначається взором:

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dt},$$

$$\alpha = \operatorname{tg} \theta, \quad /32/$$

який при $l_0 = 1$ дає

де $\theta = \lim_{t \rightarrow t_0} \varphi$.

Таким чином бачимо що, ПЕРЕСІЧНИЙ КОЕФІЦІЄНТ ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ α_{t-t_0} ВИЗНАЧАЄ СОБОЮ ТАНГЕНС КУТА З ВІСЮ ТЕМПЕРАТУР ПЕРЕСІЧНОЇ ЛІНІЇ, ПОВЕДЕНОЇ ЧЕРЕЗ ТОЧКИ КРИВОЇ, ЩО ВІДПОВІДАЮТЬ ВАРТОСТЯМ ТЕМПЕРАТУРИ t ТА t_0 , А ПРАВДИВИЙ КОЕФІЦІЄНТ α ВИЗНАЧАЄ ТАНГЕНС КУТА, ВИТВОРЕНОГО З ТІЄЮ Ж ВІСЮ ДОТІЧНОЮ ДО КРИВОЇ В ТОЧЦІ П, ЩО ВІДПОВІДАЄ ВАРТОСТІ ТЕМПЕРАТУРИ t .

Таким чином коли рівняння кривої AB задано в формі

$$l = F(t), \quad /33/$$

то простим диференціюванням ми завжди зможемо обчислити величину α .

Все сказане вище про коефіцієнт α стосується в повній мірі до коефіцієнтів β та γ .

§ II. На основі відвортно-пропорціональної залежності по між ОБСЯГОМ тіла та його ГУСТОТОЮ $\rho = \frac{m}{V}$, зі взорів /19/ та /2/ дістанемо такі взори:

$$\rho_t = \frac{\rho_0}{1 + \gamma t}; \quad /34/$$

$$\rho_0 = \rho_t (1 + \gamma t); \quad /35/$$

що зв'язують по між собою густоти ρ_0 та ρ_t , які тіло має при температурах 0° та t° .

Взір /34/ показує, що зі зростом температури густина течі маліє.

Наприклад для густоти ртуті в температурному інтервалі $0^\circ \dots 300^\circ$ ми матимемо такі вартості величини ρ :

t	ρ	t	ρ
0°	13,5955	140°	13,2567
20°	13,5642	200°	13,1148
50°	13,4729	240°	13,0209
80°	13,4003	280°	12,9273
100°	13,3522	300°	12,8806

§ 12. Знайомимося з деякими методами знаходження коефіцієнтів лінійного розширу твердих тіл.

І. МЕТОДА ЛАВУАЗЬЕ /Lavoisier/ 1743-1794/ ТА ЛАПЛАСА /Laplace/ 1749-1827/. Стрижень AB з тіла, що підпадає дослідженню, міститься до довгої посудини PP /рис.16/, виповненої олією, температура якої міряється помічну термометра T . Один кінець стрижня упирається в прямовісну штабу Δ , лишаючися таким чином увесь час нерухомим, другий в алуценні в підйомній BC , що разом з оптичною трубою O обертається довкола поперечної осі C . Стрижень спочиває на брусках bb , які дозволяють йому пересуватися при тепловому видовженні. Нехай величина такого видовження при ogrіванні стрижня від температури t до температури t_1 виносить $AB_1 = \Delta l$. Як що у вислід переміщення кінця стрижня B підйома BC обернулася довкола осі C на кут α , то на той же кут перемістилася

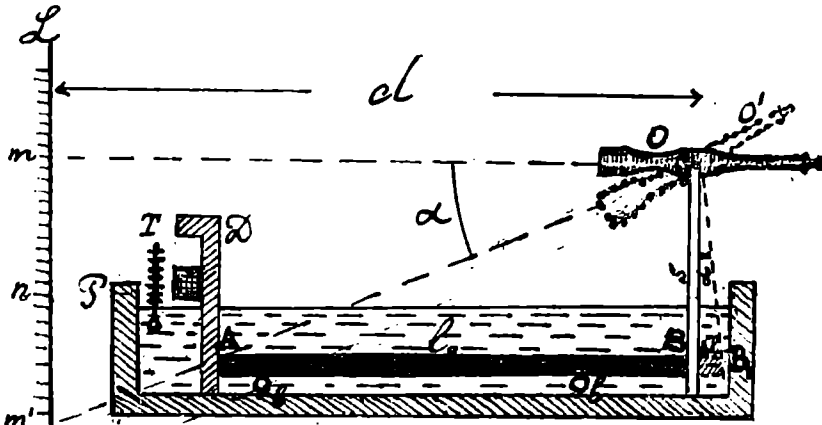


Рис. 16.

Вглядно первісного свого положення й труба O . Як що на початку досвіду в трубу було видно m -ий поділок скалі LL , то під кінець досвіду, в наслідок згаданого переміщення труби, видно вже буде m' -ий поділок скалі. Завначимо відступ по між цими двома поділками через n ; завначимо також довжину підйоми BC через s . Тоді в подібності трикутників Cmm' та $CB\Delta$ матимемо:

$$\Delta l : s = n : \alpha;$$

звідкіля

$$\Delta l = s \frac{n}{\alpha};$$

Знаючи первісну довжину l_0 стрижня AB , зможемо на основі ввору

$$\alpha = \frac{\Delta l}{l_0(t_1 - t)}$$

обчислити коефіцієнт α , а тим самим, на основі вворів /II/ та /I8/, і коефіцієнти β та γ .

Зовнішній вигляд установки Лавуазьє та Лапласа подає рис. 17.

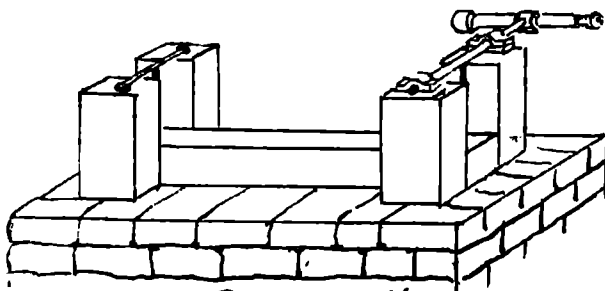


Рис. 17.

2. МЕТОДА РОЯ ТА РАМЗДЕНА. Ця метода є більше точною ніж попередня. Полягає вона в наступному: до штаби, що підпадає дослідженню /I/, додається ще дві штаби /II/ та /III/, при чому всі вони розміщуються в одній площині, рівнобіжно одна до другої /рис.18/.

Кожда зі штаб має по парі труб, уміщених поблизу її кінців, при чому осі всіх труб є прямові до штаби і рівнобіжні по-між собою. Труби T_1 та T_2 штаби I містять у собі ОБ'ЄКТИВИ, тру-

би T_3 та T_4 штаби III містять ОКУЛЯРИ, труби T_5 та T_6 штаби II мають ПЕРЕХРЕЩЕНІ нитки. Одна з труб штаби I наприклад труба T_1 може посуватися вздовж штаби помічну мікрометричної шруби. Штаби II та III стало перебувають у посудинах, виповнених товченим льодом. Таким же товченим льодом на початку досвіду оточуємо й штабу I. Установлюємо після цього всі штаби так, щоб НІТЯНЕ ПЕРЕХРЕСТЯ ТРУБ T_3 ТА T_4 ЗБІГАЛОСЯ З ТАКИМ ЖЕ ПЕРЕХРЕСТЯМ В ОКУЛЯРАХ ТРУБ T_5 ТА T_6 .

Після цього штабу I містимо до ОЛІЙНОЇ ВАННИ, що ogrівається до певної температури t . Штаба при цьому видовжується на певну величину Δl і щоб знову привернути всю установку до первісного стану маємо на ту ж величину Δl пересунути трубу T_1 . Це пересування міряється мікрометричною шрубою.

Перевірни досвід n разів при температурах $t_1, t_2, \dots, t_n$ матимемо n рівнянь /30/, з яких знайдемо вартості n коефіцієнтів $\alpha, \beta, \dots$ — після чого, користаючи зі ввору /29/, обчислимо вартість коефіцієнту α для даної вартості температури t .

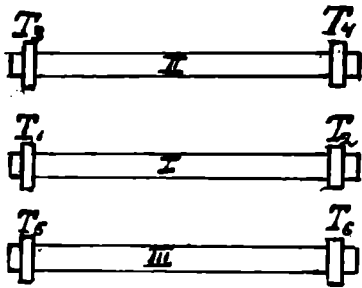


Рис. 18.

3. МЕТОДА КОМПАРАТОРА. За помічку двох рівнобіжно установлених мікроскопів M_1 та M_2 /рис. 19/ фіксуємо на стрижні AB при температурі t_0 дві риски p_1 та p_2 , відступ по між якими вноситься e_0 . Огріваємо після цього стрижень до температури t й переміщаємо за помічку мікрометричних шруб S_1 та S_2 мікроскопи аж доти, поки знову на перехресті ниток не забачимо риск p_1 та p_2 . Тоді по поділках мікрометрів обчислюємо видовження Δe .

Нижче подаються вартості коефіцієнтів лінійного розширу для де-яких тіл.

Назва тіл	Коеф. лін. розш. при темп. 18°C.	Пересічний коеф. лін. розш. в інтервалі від 0° до 100°C.
Шкло { кварцове	0,000.000.5	0,000.000.5
Шкло { звичайне	0,000.008	0,000.008
Платина	0,000.008.8	0,000.009.07
Сталь	0,000.010	
Залізо	0,000.011.2	0,000.012.1
Нікель	0,000.012.7	0,000.012.9
Золото	0,000.014.1	0,000.014.5
Мідь	0,000.015.9	0,000.017.0
Срібло	0,000.018.5	0,000.019.4
Цинна	0,000.021.3	0,000.022.7
Глинець	0,000.021.8	0,000.023.4
Цинк	0,000.028.6	0,000.029.0
Оливо	0,000.028.8	0,000.029.5
Сірка	0,000.064.1	0,000.067.5

Як видно в цієї таблиці, отримань у 10 метрів довжиною при оґріванні його від 0° до 100°C. дає видовження:

Шкло {	кварцове	0,5 мм.
	звичайне	8,0 "
Платина		9,0 "
Залізо		12,1 "
Нікель		12,9 "
Золото		14,5 "
Мідь		17,0 "
Срібло		19,4 "
Цинна		22,7 "
Глинець		23,4 "
Цинк		29,0 "
Оливо		29,5 "
Сірка		67,5 "

Рис. 19.

Вяще ми зазначили, що коефіцієнт теплового розширу з'являється функцією температури; як показує досвід, з підвищенням температури коефіцієнт теплового розширу зростає. Коефіцієнт теплового розширу 0°C.

НІВ двох або де-кількох металів дають загальною вартості МЕНШІ, ніж їхні складники. Ця властивість сполук використовується на практиці при виготовленні еталонів довжин.

§ 13.- Звернемося до розгляду теплового розширення ТЕЧІЙ. Приступаючи до нього, маємо помятати про те, що при всяких умовах дослідження ТЕЧА КОНЧЕ МАЄ МІСТИТИСЯ В ПОСУДИНІ, СТІНКИ ЯКОЇ В СВОЮ ЧЕРГУ ПІДПАДАЮТЬ ТЕПЛОВОМУ РОЗШИРЕННЮ. Отже, виходячи з цього положення, ми повинні встановити два відповідні визначення; таким чином з одного боку говоритимемо про зглядний коефіцієнт теплового розширення течі, а з другого боку про коефіцієнт ПРАВДИВИЙ або АБСОЛЮТНИЙ. Другий дістанемо з першого, коли до нього додамо поправку на тепловий розширення посудини. Як що коефіцієнт теплового розширення матеріалу, з якого виготовлена посудина, докладно невідомий, то його доводиться знаходити досвідною дорогою. А для здійснення цього КОНЧЕ ПОТРІБНО ЗНАТИ КОЕФІЦІЄНТ ТЕПЛОВОГО РОЗШИРЕННЯ ПРИ НАЙМНІ ОДНІЄІ ТЕЧІ. Отже бачимо, що необхідно знайти таку методу знаходження коефіцієнтів теплового розширення рідких тіл, при якій тепловий розширення посудини не впливає на вартість такого ж розширення течі. Метода, що задовольняє названій умові, була свого часу запропонована французькими фізиками ДЮЛОНОМ /Dulong, 1785-1838/ та ПІТІ /Petit, 1791-1820/.

Полягає вона в наступному:

Сполучені посудини *A* та *B* /рис.20/ виповнюються ртутю й перша з них *A* оточується товченим льодом, а друга *B* міститься до олійної ванни. Таким чином в посудині *A* ртуть має температуру 0°, в *B* - температуру t° . Через те що $t > 0$, густота d ртуті в посудині *B* буде меншою від густоти її d_0 в посудині *A* ($d < d_0$). Через те, що висоти стовпів є відворотно пропорційними до густот, напишемо:

$$h : h_0 = d_0 : d; \quad /39/$$

Але густоти є відворотно-пропорційними до обсягів:

$$d_0 : d = v : v_0; \quad /40/$$

Сполучаючи вирази /39/ та /40/ дістанемо:

$$v : v_0 = h : h_0 \quad /41/$$

А через те вираз для коефіцієнту обсягового розширення прибере вигляд.

$$f = \frac{v - v_0}{v_0 t} = \frac{h - h_0}{h_0 t}$$

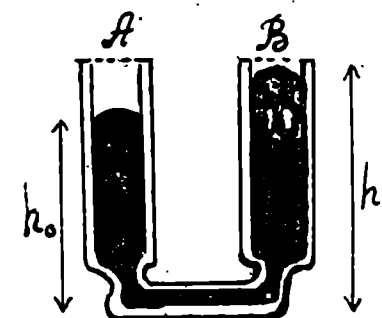


Рис. 20.

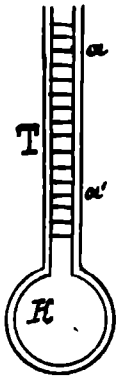
ртуті

§ 14. Як що способом, викладеним у попередньому §, /або якимсь іншим, до нього подібним/ знайдено коефіцієнт теплового розширення при наймні однієї течі, то цим утворюється можливість до знаходження таких же коефіцієнтів для всіх інших течей. Для цього ми виповнюємо течєю, абсолютний коефіцієнт теплового розширення якої вже є відомий, посудину *A*, перевіривши досвід, обчислюємо зглядний тепловий розширення течі. Відракувавши останній від розширення абсолютного, знайдемо величину поправки на тепловий розширення посудини, по вартості якої обчислимо коефіцієнт теплового розширення МАТЕРІАЛУ ПОСУДИНИ.

Знаючи цей коефіцієнт, при послідовних досвідах з різними течями, зможемо вводити кожного разу відповідні поправки, перетворюючи таким чином коефіцієнт зглядний в коефіцієнт абсолютний. Всі такі досвіди переводяться на практиці за поміччю пристрою, що називається ДИЛЯТОМЕТРОМ. Уявляя він собі /рис.21/ вузьку скляну трубку *Z*, що укінчується кулястим резервуаром *A*. Рисками, нанесеними на поверхні трубки, остання поділена на певні частини однакових обсягів. Для того, щоб користати з пристроєм його необхідно ПРОСТУПІНЮВАТИ. З цією метою зважуємо дилатометр - початку порожнім, а потім зі ртутю, виповнивши його останньою при температурі 0° до поділку α . Знайшовши таким чином тягар ртуті ρ , змо-

жемо зі взору $v = \frac{r}{\rho_0}$, де $\rho_0 = 13,5955$ є питомий тягар ртуті при 0°C , знайти обсяг тієї частини дилатометру, яка виповнена ртутю. Цю знайдену вартість v ставимо проти поділку α . Відливаємо далі трохи ртуті, так що вона доходить до поділку α' і знову повторюємо досвід; знаходимо аналогічно $v' = \frac{r}{\rho_0}$. Цю вартість ставимо проти поділку α' . Як що по між α та α' є m поділків, то ОБСЯГОВУ ВАРТІСТЬ одного поділку дилатометра визначить вираз:

$$\frac{v - v'}{m} \quad /42/$$



Проступіювавши таким чином дилатометр, можемо вже користатися з нього для знаходження коефіцієнтів теплового розширення ріжних течей. Для цього необхідно лише перевести попередню працю по ВИЗНАЧЕННЮ КОЕФІЦІЄНТА ТЕПЛОВГО РОСШИРУ САМОГО ДИЛАТОМЕТРА. Виповнимо останній ртутю при температурі в 0° до поділку α ; хай при цьому дилатометр покаже обсяг v_0 ; як що тепер дилатометр ogrіємо до температури t° , то ртуть дістане новий обсяг v_t , де

$$v_t = v_0(1 + \gamma t) \quad /43/$$

Рис. 21.

де γ є коефіцієнт теплового розширення ртуті. Однак ртутний мениск зупиниться при цьому не супроти поділку скалі v_t , а НИЖЧЕ ВІД НЬОГО, бо одночасово з розширенням ртуті зріс /хоча і в меншій мірі/ обсяг самого дилатометру. Нехай положення мениску фіксується поділком скалі v'_t . Тоді величини v_t та v'_t будуть звязані по-між собою залежністю:

$$v_t = v'_t(1 + \eta t) \quad /44/$$

де η є коефіцієнт обсягового теплового розширення скла. Отже зі взорів /43/ та /44/ бачимо, що при температурі t° ртуть має обсяг $v_0(1 + \gamma t)$ а дилатометр /відповідна його частина/ - $v'_t(1 + \eta t)$. Прирівнюючи одну до другої праві частини згаданих взорів, дістаємо:

$$v_0(1 + \gamma t) = v'_t(1 + \eta t) \quad /45/$$

на основі чого маємо можливість знайти коефіцієнт η теплового розширення скла, з якого виготовлено дилатометр. А, знаючи величину η , ми при всякому іншому досвіді зможемо на основі того же взору /45/ обчислити тепловий розшир дилатометру й таким чином прийти до визначення ПРАВДИВОГО розширення даної течі й обчислення його коефіцієнту.

Тепловий розшир течей є загалом більшим од такогож розширення тіл твердих. Нижче ми подаємо вартості коефіцієнтів теплового розширення для деяких течей.

Назва тіл	Коеф. тепл. росш.	Назва тіл	Коеф. тепл. росш.
Вода	0,000.18	Алкоголь (C_2H_5O)	0,00110
Ртуть	0,000.1813	Сірковець (C_2)	0,00121
Гліцерин ($C_3H_8O_3$)	0,000.50	Бензол (C_6H_6)	0,00124
Терпентинова олія ($C_{10}H_{16}$)	0,000.94	Етер ($C_4H_{10}O$)	0,00153

З цієї таблиці бачимо що 1 куб. дециметр /1000 к.с.см. = 1.000.000 мм/ при ogrіванні на 1°C . зростає на:

Вода	1800 мм.	Алкоголь	11.000 мм.
Ртуть	1818 "	Сірковець	12.100 "
Гліцерин	5000 "	Бензол	12.400 "
Терпентинова олія	9400 "	Етер	15.300 "

Нам відомо, що течі характеризуються загалом яко тіла майже - компресовані. Однак в певній мірі вони все ж таки піддаються стисненню причому величина стиску для ріжних течей є ріжною. Як показує досвід ТЕЧІ

НАЙБІЛЬШ СТИСЛИВІ МАЮТЬ І НАЙБІЛЬШІ КОЕФІЦІЄНТИ ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ І НАВПАКИ ТЕЧІ МАЛО-СТИСЛИВІ МАЮТЬ НАЙМЕНШІ КОЕФІЦІЄНТИ ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ.

Ми вже зазначали про те, що з підвищенням температури вартість коефіцієнту теплового розширення γ зростає. Нижче подається таблиця вартостей теплового розширення ртуті для різних температур у межах від 0° до 300° С.

В другій шпальті ми маємо величину β себ-то к.т.р. для даної температури t . В другій шпальті маємо величину $\beta_{\text{ср}}$ себ-то пересічну вартість к.т.р. в інтервалі від 0° до даної температури t .

t	β	$\beta_{\text{ср}}$	t	β	$\beta_{\text{ср}}$
0°	0,000.179.05		140°	0,000.186.06	0,000.182.50
20°	0,000.180.01	0,000.181.81	200°	0,000.189.09	0,000.183.23
50°	0,000.181.52	0,000.181.89	240°	0,000.191.11	0,000.183.86
80°	0,000.183.04	0,000.182.03	280°	0,000.193.13	0,000.184.59
100°	0,000.184.05	0,000.182.16	300°	0,000.194.13	0,000.185.00

§ 15. В своєму місці /83/ ми вже згадали про ТЕПЛОВУ АНОМАЛІЮ ВОДИ, в наслідок якої вона має НАЙМЕНШІЙ ОБСЯГ І НАЙБІЛЬШУ ГУСТІТУ ПРИ ТЕМПЕРАТУРІ В 4°С. Ознайомимося тепер з методом знаходження цієї температури максимальної густоти води, що свого часу була запропонована ДЕПРЕ. Методом Дебре полягає в наступному:

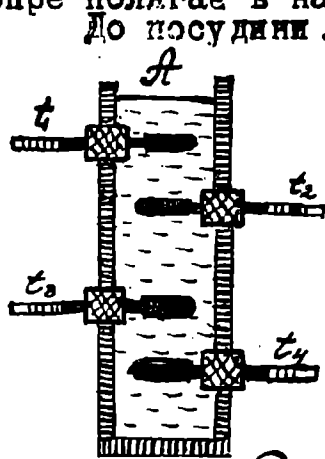


Рис. 22.

До посудини А /рис. 22/ введено декілька термометрів, розміщених на різних височинах. Посудина міститься в оточенні, що має температуру 0° /або нижчу/, після чого спостерігаються показання всіх термометрів. При охолодженні води до температури +4°С. вона стискується, збільшує свою густоту і через те сідає додолу. В наслідок цього на початку досвіду НАЙБІЛЬШИЙ СПАД ТЕМПЕРАТУРИ СПОСТЕРІГАЄТЬСЯ НА НАЙНИЖЧОМУ ТЕРМОМЕТРІ. / t_4 /. Цей спад припиняється коли температура нижніх верств води сягає вартості +4°С. Маса води, охолоджена більше ніж до +4°С., є рідшею від тих верств, що дістали цю температуру і через те знижується додолу і справляє дальший спад температури вони не можуть. Отже термометр t_4 протягом певного часу СТАЛО ЗБЕРІГАЄ ТЕМПЕРАТУРУ НАЙБІЛЬШОЇ ГУСТІТИ ТЕЧІ. Тим часом тієї ж

температури послідовно, один за другим сягають термометр t_3 , далі термометр t_2 і нарешті термометр t_1 . Після цього МОЖЕ ВЖЕ ВІДБУВАТИСЯ ДАЛЬШЕ ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ. Але воно на цей раз ПОЧНЕТЬСЯ З ТЕРМОМЕТРУ ГОРІШНЬОГО / t_1 /. І ЗАКІНЧИТЬСЯ ТЕРМОМЕТРОМ ДОЛІШНІМ, бо при охолодженні води від +4°С. до 0° густота її МАЛІТИМЕ, а через те НАЙБІЛЬШ ОХОЛОДЖЕНІ ВОДЯНІ МАСИ ПРОСТУВАТИМУТЬ УВЕСЬ ЧАС ДОГОРИ. Таким чином НА ЦЕЙ РАЗ СПАД ТЕМПЕРАТУРИ В ПЕРШУ ЧЕРГУ РОСПОЧНЕТЬСЯ В НАЙВИЩОМУ ТЕРМОМЕТРІ / t_1 /. І В ОСТАННЮ ЧЕРГУ В НАЙНИЖЧОМУ / t_4 /. Температура різних верств води зрівняється тоді, коли ціла маса останньої набуде температури 0° і перетвориться в лід. Отже бачимо, що ПРОЦЕС ЗАМЕРЗАННЯ ВОДИ ПОСТУПАТИМЕ ВІД ВЕРСТВ ГОРІШНІХ ДО ВЕРСТВ ДОЛІШНІХ.

З наведеного опису досвіду видно, що СПІДЬНА ТЕМПЕРАТУРА ВСІХ НИЖНІХ ТЕРМОМЕТРІВ / t_4, t_3, t_2 / ЗАФІКСОВАНА В ТОЙ ЧАС, КОЛИ ВІДБУВАЄТЬСЯ ЗМІНА В ПОРЯДКУ СПАДАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ, В РІЗНИХ ТЕРМОМЕТРАХ, ЦЯ ТЕМПЕРАТУРА ВИЗНАЧАЄ СОВОЮ ТЕМПЕРАТУРУ НАЙБІЛЬШОЇ ГУСТІТИ ВОДИ.

Охолоджуючи воду, як описано вище, до 0° і далі ogrіваючи її від 0° до температури вищої від +4°С., Дебре знайшов пересічну вартість для температури максимальної густоти в 4°,002.

Нижче подається таблиця густот води при різних температурах:

Температура	Густота води	Температура	Густота води
0°	0,9998757	10°	0,9997327
2°	0,9997000	15°	0,9981347
4°	1,0000000	20°	0,9982339
5°	1,9999519	25°	0,9970681
		30°	0,9956720

Розуміння теплових властивостей води і зв'язаних з ними змін обсягу її та густоти дозволяє нам підійти до пояснення цілої низки з'явл в природі; наприклад руйнація горнин, що є підготовкою до перетворення їх у піскову масу, спущення взимку ґрунтовою водою землі /остільки необхідне для майбутнього успішного росту рослин/, плавання льоду на поверхні води в піла низка інших з'явл знаходить собі пояснення в ЗБІЛЬШЕННІ ОБСЯГУ ВОДИ ПРИ ЇЇ ЗАМЕРЗАННІ. Так само є для нас зрозумілим через щосаме річки та озера навіть при значних морозах не промерзають до самого дна: найгустіші верстви води з температурою в + 4°С. опадають донизу і там на найбільшій глибині піддержують температуру, вищу від температури замерзання води, уберігаючи таким чином од загибелі в зимову добу різних мешканців річок та озер /риб, раків і т.п.и./.

§ 16. Звернемося тепер до ознайомлення з ТЕПЛОВИМ РОСШИРОМ ТІЛ ГАЗОВИХ. Нам уже відомо, що він є значно більшим од розширу тіл твердих та рідких. Приступаючи до ближчого його дослідження маємо пам'ятати про ту основну ріжницю, яка існує по між газами та всіма іншими тілами. В ТОЙ ЧАС, КОЛИ ОБСЯГ ТІЛ ТВЕРДИХ ТА РІДКИХ ЗАЛЕЖИТЬ ВИКЛЮЧНО ВІД ЇХНЬОЇ ТЕМПЕРАТУРИ, ОБСЯГ ТІЛ ГАЗОВИХ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ПЕВНОЮ ФУНКЦІЄЮ І ТЕМПЕРАТУРИ І ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ. ОБСЯГ ГАЗУ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ОДНІЄЇ ТЕМПЕРАТУРИ ЛИШЕ ТОДІ КОЛИ ЗОВНІШНЄ ТИСНЕННЯ ЗБЕРІГАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ $p = \text{const}$ І НАВПАКИ ПРИ СТАЛІЙ ТЕМПЕРАТУРІ $t = \text{const}$. ОБСЯГ ГАЗУ є ФУНКЦІЄЮ ЛИШЕ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ. Останнє твердження $t = \text{const}$; $v = f(p)$; відповідає ЗАКОУ БОІЛЯ, перше $p = \text{const}$; $v = f(t)$; ЗАКОУ ШАРЛЯ /Charles, 1787/. Цей закон таким чином каже, що ПРИ СТАЛОМУ ТИСНЕННІ ОБСЯГ ГАЗУ ЗРОСТАЄ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО ЙОГО ТЕМПЕРАТУРИ. Математично це виражається наступним чином:

$$\left. \begin{aligned} v_t &= v_0 (1 + \beta_p t); \\ p &= \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad /46/$$

де v_0 є обсяг газу при температурі 0°, v_t - обсяг газу при температурі t , а β_p - його коефіцієнт теплового розширу при сталому тисненні.

Герші дослідження над тепловим розширом газових тіл, що переводилися протягом цілого XVIII століття, стосувалися здебільшого повітря. Брак досконалих технічних засобів значно перешкоджав належній постановці досвідів; зокрема на висліді останніх впливала присутність водяної пари, більші чи менші рештки якої лишалися все-ж таки в масі газу, збільшуючи його коефіцієнт розширу.

На усунення всіх таких експериментальних хиб вперше було звернено належну увагу ГЕЙ-ЛЮСАКОМ /1803/. Останній переводив свої досвіди в делятометр, який виповнявся ретельно-висушеним газом.

Дорогою досліджень над повітрям та іншими газами Гей-Люсак прийшов до встановлення наступних законів:

1. ВСІ ГАЗИ МАЮТЬ СПІЛЬНИЙ КОЕФІЦІЄНТ ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ, ВАРТІСТЬ ЯКОГО ВІНОСИТЬ 0,00375 або 1/273.

2. ВАРТІСТЬ КОЕФІЦІЄНТУ ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ ГАЗІВ НЕ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ /СЕБ-ТО ПРИ ВСІХ ТЕМПЕРАТУРАХ ТЕПЛОВИЙ РОСШИР ГАЗІВ Є ВСЕ ТИМ ЖЕ/.

3. ТЕПЛОВИЙ РОСШИР ГАЗУ НЕ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ЙОГО ГУСТОТИ ТА ПРУЖИВОСТІ.

4. ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ ПРУЖИВІСТЬ ГАЗУ ЗРОСТАЄ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО ЙОГО ТЕМПЕРАТУРИ.

Останнє з наведених вище тверджень математично може бути виражено наступним чином:

$$\left. \begin{aligned} p_t &= p_0 (1 + \gamma_v t); \\ v &= \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad /47/$$

де p_0 - пружність газу при температурі 0° , p_t - при температурі t° /міром цих пружностей в'являються відповідні вартості зовнішнього тиснення/, а γ_v означає коефіцієнт теплового розширення газу при сталому його обсязі.

Закони Гей-Люссака не в'являються цілком точними. Як показали пізніші дослідження, ці закони можна взяти вірними лише в певному приближенні.

§ 17. Перші докладні поміри коефіцієнтів теплового розширення газових тіл переведені були РЕНЬО /Renault, 810-1878/. Ознайомимось зі схемами його досвідів.

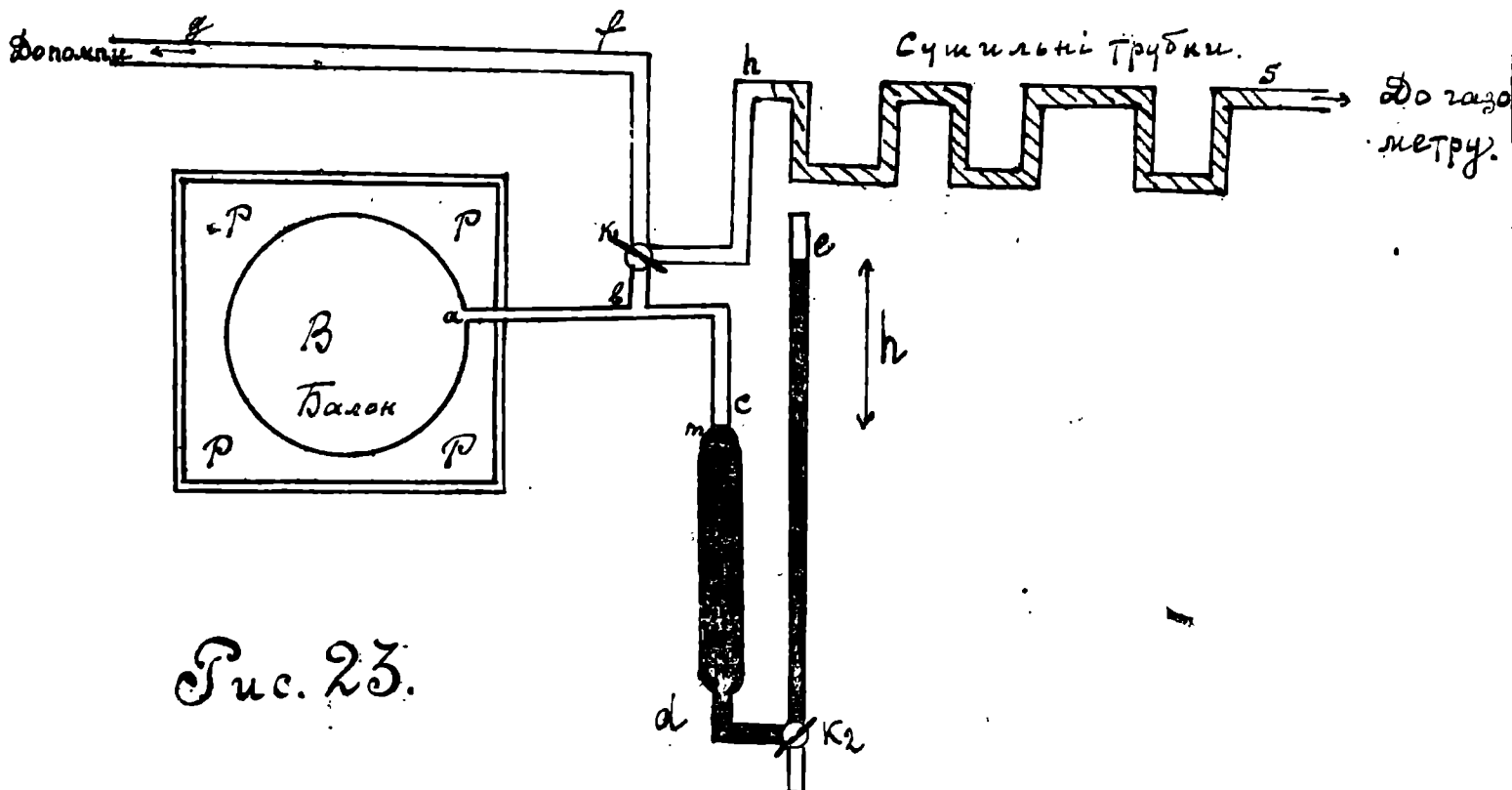


Рис. 23.

Розглянемо в першу чергу ту схему, яка стосується знаходження коефіцієнтів теплового розширення газів при сталому тисненні /сталій пружності/. Великий циліндричний балон В /рис. 23/ за поміччю вузької трубки 'ac' з'єднується з ртутним манометром 'cde'. Від трубки 'ac' відходить у бік трубка 'fg', яка в свою чергу відгалужує від себе трубку 'kh', що далі з'єднується з кількома погнутими трубками 'hs'; ці останні, каплярної форми, змоченою сірковою кислотою H_2SO_4 , і служать також чинком до змочування газу, що поступає всередину пристрою. Трубка 'fg' йде до розширювальної помпи; отже маніпулюючи краном K_1 ми можемо балон В опорожнювати або в газометр через трубку kh або в помпу через трубку k_1fg .

Сполучимо балон з помпою й випомпуємо з нього воздух, а після того встановимо сполуку з газометром. Тоді до балону надійде газ, осушений в певній мірі в наслідок проходження через сушильні трубки $h s$; встановимо знову сполуку з помпою, справимо за її помічу новий розтиск у балоні, /при чому одночасово з воздухом випомпуюватиметься й водяна пара/, а після того знову зв'ячимо останній з газометром.

Повторивши таку операцію відповідну кількість разів, матимемо в балоні B СУХИЙ газ.

Як що посудину P , що оточує балон B , виповнимо льодом, то газ у балоні дістане температуру $0^{\circ}C$.

Наллємо тепер до манометру cde стільки ртуті, щоб меніск її підійшов до риски m /що міститься в тій частині манометру, де широка трубка переходить у вузьку/. Тиснення, під яким перебуватиме при цьому газова маса, визначиться величиною H атмосферного тиснення для даного меніску.

Умістимо тепер балон B до парової ванни, температура якої виноситься T° . Тоді зросте відповідним чином пружність газу, а через те він витиснить з трубки cde певну частину ртуті. Щоб повернути попередній стан доведеться доллрати до манометру ртуті; коли остання знову дійде до риски m і газ таким чином досягне первісного свого обсягу, ми матимемо певну різнницю ртутиних стовпів, що виноситься де-яку вартість h .

Отже в цих умовах газ перебуватиме під тисненням $H+h$. Вважатимемо, що обсяг V балону B є нам відомий /знайдений дорогою попередніх досвідів/ і що при 0° він виноситься V_0 , а при T° V_T . Обсяг трубки abc нехай буде v , а його вартість при $0^{\circ} \sim v_0$, при $T^{\circ} \sim v_T$. Як що би ця трубка при першому досвіді була так об'єм як балон B оточена льодом, то вона мала би обсяг v_0 , при чому в такому разі загальний обсяг газу визначився б сумою $V_0 + v_0$; аналогічно коли би при другому досвіді цілий газ було ogrіто до температури T° , загальний обсяг /при умові незмінного тиснення/ визначився би виразом $V_T + v_T$. Однак і в першому і в другому випадку трубка abc не набувала тієї температури, що мав балон /бо на неї не поширювалося а ні охолодження, а ні ogrівання, яких зазнавав балон B /. зберігаючи в обох випадках температуру зовнішнього оточення /воздуху/ - в першому випадку t° , в другому - t° . Отже ми повинні пам'ятати, що при першому досвіді під тисненням H у нас перебував обсяг газу $V_0 + v_t$ /а не $V_0 + v_0$ /, при другому досвіді під тисненням $H+h$ у нас знаходився обсяг газу $V_T + v_t$ /а не $V_T + v_T$ /. Зробивши ці важливі попередні зауваження можемо приступити до математичного окреслення наших досвідів з метою виведення загального взору, на основі якого можна було би перевести обчислення коефіцієнта теплового розширу даного газу. Зазначимо цей останній через β ; коефіцієнт теплового розширу скла, з якого виготовано балон B та трубку abc зазначимо через β' .

Як що би всі наші досвіди переводилися ПРИ ВСЕ ТІЙ МЕ ТЕМПЕРАТУРІ, то для встановлення математичного зв'язку по-між відповідними фізичними величинами ми могли би скористати з ЗАКОНУ БОЙЛЯ. Але при наших досвідах різні частини газової маси мали різні температури $0^{\circ}, T^{\circ}, t^{\circ}, t^{\circ}$; /що унеможливило переведення тих порівнянь, які ми могли були би зробити опираючись на закономірність Бойля. Однак все це стане можливим коли ми ВАРТОСТІ ОБСЯГІВ ЗНАЙДЕНИХ ПРИ РІЗНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ, ЗРЕДУКУЄМО ДО ЯКОЇСЬ ОДНІЄЇ ТЕМПЕРАТУРИ. Візьмемо за останню 0° і в цьому напрямку переведемо всі необхідні обчислення.

При температурі t° /зовнішнього оточення/ першого досвіду газ у трубці abc займає обсяг v_t . Еквівалентом цієї величини є вираз $v_0(1+\beta t)$ що з'являється математичним окресленням теплового розширу скляної трубки з піднесенням температури від 0° до t° . Остання величина обсягу, визначена для температури t° , для температури 0° буде меншою, а саме: $\frac{v_t}{1+\beta t} = \frac{v_0(1+\beta t)}{1+\beta t}$, що є вислідом отношення газу при

зниженні температури від t° до 0° . Таким чином цілий обсяг газу зредукований до температури 0° , означиться виразом:

$$V_0 + \frac{v_t(1+\beta t)}{1+\beta t}$$

Так само зредукуємо до 0° обсяг газу при другому досвіді. Обсяг газу в балоні під час цього досвіду виносим $V_2 = V_0 (1 + \alpha T)$, де V_0 є, як відомо обсяг балону при температурі 0° . Як що обсяг газу V_2 зредукувати до 0° , то дістанемо вираз:

$$\frac{V_I}{1+f_v T} = \frac{V_o (1+qT)}{1+f_v T} \quad /49/$$

Під час другого досвіду газова маса в трубці *авс* має температуру t' , при якій обсяг газу виносить $V_{t'} = V_0 (1 + \gamma t')$, де V_0 обсяг трубки при температурі 0° . Як що обсяг газу $V_{t'}$ зредукуємо до 0° , то дістанемо:

$$\frac{v_{x'}}{1 + \frac{v}{c} t'} = \frac{v_0 (1 + \eta t')}{1 + \frac{v}{c} t'}$$

Таким чином на основі виразів /49/ та /50/ бачимо, що при другому досліді загальний обсяг газу, введений до температури 0° , виноситиме:

$$\frac{V_o (1 + \eta T)}{1 + \eta T} + \frac{v_o (1 + \eta T')}{1 + \eta T'} \quad / 51 /$$

Першому досвіду відповідає тиснення H_1 , другому - H_2 , а через те, взявши на увагу вирази /48/ та /51/, на основі закону Бойля напишемо:

$$\left[V_0 + \frac{v_0(1+\eta t)}{1+f_v t} \right] H = \left[\frac{V_0(1+\eta T)}{1+f_v T} + \frac{v_0(1+\eta t')}{1+f_v t'} \right] (H+h); \quad |52|$$

Розв'язавши тією або іншою методом це рівняння, обчислимо величину α ,
себ-то знайдемо коефіцієнт теплового розширення газу ПРИ СТАЛОМУ ОБ'ЄМІ.

§ 18. Перейдемо тепер до розгляду досвіду Ренкьо по знаходженню коефіцієнтів теплового розширення газів при сталому тисненні. Схема цього досвіду /рис.24/ дуже подібна до попередньої. Від останньої вона відрізняється лише тим, що: по-перше широке коліно манометру уміщено до водяної ванни Q , яка має сталу температуру, по-друге, що згадане коліно має замість однієї ртуті дві - m та n ; при цьому розміри балону B та манометричної широкі трубки підбрано так, що при 0°C . газ займає об'єм до ртуті m , а при 100°C . - до ртуті n .

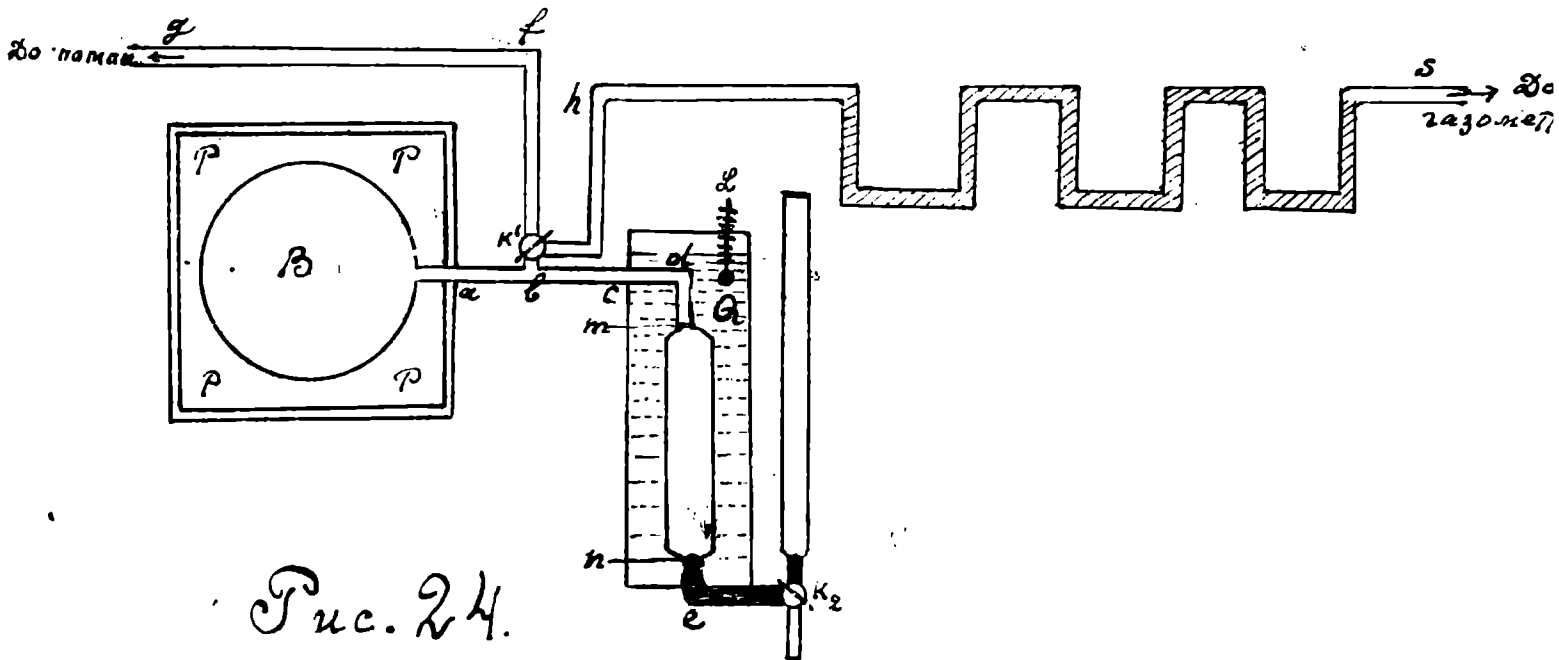


Рис. 24.

Виповнивши балон B осушеним газом, обкладемо його товченим льодом і таким чином приводимо газ до температури 0° . Після цього наливаємо до манометру стільки ртуті, щоб вона дійшла до риски m , стоячи при цьому в обох колінах на однакових рівнях. Тоді скажемо, що газ перебуває під атмосферним тисненням

Умістимо тепер балон B до водяної ванни, температура якої $T = 100^\circ\text{C}$.; тоді обсяг газу зростає на величину w , що рівнятиметься обсягу широкій частини манометричної трубки. Таким чином як що ми віділлємо стільки ртуті, щоб вона в обох колінах стояла на однакових рівнях, то в лівому коліні вона доходить до риски n .

Вважатимемо що температура зовнішнього оточення при першому досвіді була t , а при другому t' . Тоді при першому досвіді обсяг v трубки abc мав вартість $v_t = v_0(1 + \eta t)$; як що обсяг газу, що виповнював цю трубку ми зредукуємо до 0° , то дістанемо:

$$\frac{v_0(1 + \eta t)}{1 + \beta_p t} \quad /54/$$

де β_p є коефіцієнт теплового розширу газу при сталому тисненні. Таким чином цілий обсяг газу при 0°C . виноситиме:

$$V_0 + \frac{v_0(1 + \eta t)}{1 + \beta_p t} \quad /55/$$

Це ми обрахували величину обсягу для першого досвіду. Обрахуємо далі його для другого досвіду. Обсяг газу, що виповнює балон при температурі T , після зредукування його до 0° , виноситиме:

$$\frac{V_0(1 + \eta T)}{1 + \beta_p T} \quad /56/$$

Обсяг трубки abc при температурі t' , після зредукування до 0° виноситиме:

$$\frac{v_0(1 + \eta t')}{1 + \beta_p t'} \quad /57/$$

Нарешті зредукований обсяг газу в трубці mn буде:

$$\frac{w_0(1 + \eta \vartheta)}{1 + \beta_p \vartheta} \quad /58/$$

Як вислід ЗРЕДУКОВАННЯ газових обсягів при різних температурах до ОДНІЄЇ ТЕМПЕРАТУРИ матимемо РІВЕНСТВО ОБСЯГІВ, себ-то:

$$V_0 + \frac{v_0(1 + \eta t)}{1 + \beta_p t} = \frac{V_0(1 + \eta T)}{1 + \beta_p T} + \frac{v_0(1 + \eta t')}{1 + \beta_p t'} + \frac{w_0(1 + \eta \vartheta)}{1 + \beta_p \vartheta} \quad /59/$$

звідкиля можемо обчислити величину β_p . Зі своїх помірів Реньо знайшов для повітря наступну вартість величини β_p :

$$\beta_p = 0,0036706; \quad /60/$$

Як бачимо КОЕФІЦІЄНТ β_p Є БІЛЬШИМ ОД КОЕФІЦІЄНТА β_v .

Реньо перевів дослідження з цілою низкою газів. Пізніше їх повторив ШАПЮІ (Chappuis), який між иншим знайшов наступні вартості величин β_p та β_v для де-яких газів.

Назва газу	β_p	β_v
Водень	0,0036600	0,00366256
Воздух	0,0036728	0,0036724
Чотирьохкис вуглеця	0,0037410	0,0037262

Як бачимо зупереч твердженню першого Гей-Люсакового закону коефіцієнти теплового розширення для різних газів мають неоднакові значення. Що правда ці значення розрізняються по-між собою незначно, але все-ж вони не є ідентичні. Отже маємо сказати, що ПЕРШИЙ ГЕЙ-ЛЮСАКІВ ЗАКОН У ПОВНІЙ МІРІ МОЖЕ БУТИ ПРИКЛАДЕНИЙ ЛИШЕ ДО ГАЗІВ ІДЕАЛЬНИХ; до таких газів НАБЛИЖУЮТЬСЯ, як відомо, по своїх властивостях НАТУРАЛЬНІ ГАЗИ, коли вони в'яляються ДАЛЕКИМИ ВІД СТУПЕНЯ НАСИЧЕННЯ. ПРИ ЦИХ УМОВАХ ДО НИХ БЕЗ ЗНАЧНОЇ ПОМИЛКИ МОЖЕ БУТИ ПРИКЛАДЕНИЙ ПЕРШИЙ ГЕЙ-ЛЮСАКІВ ЗАКОН.

Як показав дослідження Реньо не є точним і третій Гей-Люсаків закон, бо ЗІ ЗБІЛЬШЕННЯМ ГУСТОТИ ГАЗУ КОЕФІЦІЄНТ ЙОГО ТЕПЛОВОГО РОЗШИРЕННЯ ЗРОСТАЄ.

Як показує досвід для всіх газів існує та або інша РІЗНИЦЯ ПО-МІЖ КОЕФІЦІЄНТАМИ β_0 ТА β . ЦЯ РІЗНИЦЯ Є ТИМ БІЛЬШОЮ ЧИМ У МЕНШІЙ МІРІ ГАЗ ОДИНУЄ ЗАКОНУ БОЙЛЯ, СЕБ-ТО ЧИМ БІЛЬШЕ ВІН ОТСТУПАЄ ВІД ГАЗУ ІДЕАЛЬНОГО. ВІН НАТУРАЛЬНІ ГАЗИ МАЮТЬ ОБСЯГІ МЕНШІ, НІЖ ТО ВИПАДАЄ НА ОСНОВІ БОЙЛЕРОВОГО ЗАКОНУ; ВИНЯТОК З ЦЬОГО БОКУ ТВОРИТЬ ВОДЕНЬ, ДЛЯ ЯКОГО ОБСЯГ Є БІЛЬШИЙ НІЖ ПОКАЗУЄ ВГАДАННИЙ ЗАКОН. ВІДПОВІДНО ДО ЦИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ВОДНЯ РІЗНИЦЯ $\beta_0 - \beta$, що для всіх газів має ДОДАТНУ ВАРТІСТЬ, ДЛЯ ВОДНЯ Є ВЕЛИЧИНОЮ ВІД'ЄМНОЮ.

§ 19. На основі матеріалів, в яких ми мали нагоду ознайомитися в попередньому викладі, ми можемо перевести де-які глибші теоретичні дослідження й вивести загальні зв'язки, що окреслюватимуть собою СТАН ГАЗУ при будь-яких заданих умовах.

Нехай при температурі 0° й тисненні p_0 газ має обсяг v_0 . Поста-вимо собі завданням обчислити обсяг v , який газ дістане при темпера-турі t° й тисненні p . Для цього уявимо що спочатку газ підпав ЛИШЕ ТЕМПЕРАТУРНІЙ ЗМІНІ, огрівшись від 0° до t° , лишившись при цьому під первісним тисненням p_0 . У такому разі новий обсяг газу v' окреслить-ся взором:

$$v' = v_0 (1 + \beta t) \quad /61/$$

Змінемо тепер тиснення й доведемо його від вартості p_0 до вартості p . Тоді відповідно до цього зміниться й величина обсягу газу, який замість вартості v' набуде вартість v . Отже, приклавши закон Бойля, зможемо написати:

$$v \cdot p = v' \cdot p_0; \quad /62/$$

або, на основі /62/:

$$v \cdot p = v_0 p_0 (1 + \beta t); \quad /63/$$

Ми дістали вираз, який зв'язує по-між собою ОБСЯГ газу, ТИСНЕННЯ, під яким він перебуває, та його ТЕМПЕРАТУРУ. Названі три фізичні величини в кожній мент часу ХАРАКТЕРИЗУЮТЬ своїми вартостями СТАН ГАЗУ. А через те функціональна залежність по-між цими величинами в формі виразу /63/ ді-стає назву Р І В Н Я Н Н Я С Т А Н У Г А З І В. Рівняння стану га-зів є тим НАЙЗАГАЛЬНІШИМ ОСНОВНИМ ВЗОРОМ ДЛЯ ГАЗОВИХ ТІЛ, про який ми вгадували вище. Воно дозволяє по заданим вартостям двох, тих або інших з загальної кількості трьох величин, знайти вартість величини трет-ої. Наприклад для визначення обсягу v ми дістаємо звід:

$$v = \frac{p_0 v_0}{p} (1 + \beta t); \quad /64/$$

У виразі /63/ ми знаходимо сполучення математичних формулювань законів Бойлявого та Гей-Люсакового; а через те цей вираз ніколи називають Марі-ото - Гей-Люсаківим взором. Як що у виразі /63/ покладемо $p = p_0 = \text{const}$, то дістанемо звід /46/, що відповідає закону Шарля; як що навпаки покла-демо $v = v_0 = \text{const}$, то дістанемо звід /47/, що відповідає закону Гей-Люсака.

Зазначимо через m масу газу, через d_0 та d його густоту при температурах 0° та t° . Тоді можемо написати:

$$m = v \cdot d = v_0 d_0; \quad /65/$$

звідкиля

$$v: v_0 = d_0: d; \quad /66/$$

Взявши під увагу останній вираз, виір /66/ можемо подати в наступному вигляді:

$$\frac{p}{d} = \frac{p_0}{d_0} (1 + \beta t); \quad /67/$$

звідкиля дістаємо:

$$d = \frac{d_0 p}{p_0 (1 + \beta t)}; \quad /68/$$

цей виір дає нам можливість по вартостях тиснення p та p_0 , а також первісної густоти d_0 обчислити густоту при даній температурі.

§ 20. Розв'яжемо ще одне, важливе в боку практичного питання, а саме питання про зредуковання даного обсягу газу до нормального стану, себ-то до температури 0°C . і тиснення в 760 мм.

Нехай при температурі t° і тисненні p міліметр. газ має обсяг v . Поставимо своїм завданням обчислити його обсяг v_0 та густоту d_0 при температурі 0° та тисненні $p_0 = 760$ мм. Для цього звертаємося до виорів /63/ та /68/. Зі звору /63/ дістаємо:

$$v_0 = \frac{p}{760} \cdot \frac{v}{1 + \beta t}; \quad /69/$$

зі звору /68/ маємо:

$$d_0 = d \frac{760}{p} (1 + \beta t); \quad /70/$$

Користаючи з двох останніх виорів можемо також обчислювати вартості обсягу газу та його густоти й для всякої иншої температури t' та тиснення p' . Справді на основі виразу /63/ можемо написати:

$$v' = v_0 \frac{760}{p'} (1 + \beta t'); \quad /71/$$

підставляючи сюди вираз для величини v_0 зі звору /69/ дістанемо:

$$v' = v \frac{p}{p'} \cdot \frac{1 + \beta t'}{1 + \beta t}; \quad /72/$$

На основі виразу: $v': v_0 = d_0: d'$ виір /72/ зможемо переписати це й так:

$$d' = d \frac{p'}{p} \cdot \frac{1 + \beta t}{1 + \beta t'}; \quad /73/$$

Виори /72/ та /73/ й розв'язують наше завдання.

Ми маємо ще можливість використати поданий вище матеріал для обчислення маси m газу, який при заданих температурі t та тисненні p виповнює обсяг v . Для цього, знайшовши густоту газу при 0°C . - d_0 з виір:

$$m = v_0 d_0; \quad /74/$$

ми маємо підставити вираз для величини v_0 , який подається виором /69/; так наприклад, взявши на увагу, що один куб. дециметр /літр/ сухого вод-духу при температурі 0°C . володіє масою в 1,293187 гр. зі звору /74/ на основі виразу /69/ дістанемо:

$$m = 0,001293187 \frac{p}{760} \cdot \frac{v}{1 + \beta t} \text{ грам.} /75/$$

де p виміряно в міліметрах, а v - в куб. сантиметрах.

§ 21. Як що ми у виразах:

$$\left. \begin{aligned} v &= v_0 (1 + \beta_p t); \\ p &= p_0 (1 + \beta_p t); \\ p v &= p_0 v_0 (1 + \beta_p t); \end{aligned} \right\} \quad /76/$$

зважаємо /у певному приближенні/ коефіцієнт теплового розширу β рів-

ним $1/273$, то, поклавши: $t = -273^\circ$, побачимо, що праві частини всіх трьох виразів $/76/$ обертаються в нуль; отже мають бути рівними нулю і ліві частини цих виразів собі-то

Вирази $/77/$ показують, що при температурі -273°C . як обсяг газу, так і його пружність обертаються в нуль. Інакше кажучи при названій температурі газ страчує свої основні характерні властивості, що ними як раз і визначається газовий стан матерії; як бачимо при температурі -273°C . припиняється той незвичайно-жвавий й напружений рух молекул, що складає найбільш характерну й яскраву ознаку газових тіл. Як видно зі зворіт $/76/$ температура -273°C . уявляє собою H A Й H Й Ж Ч У можливу температуру; температур нижчих од неї, будь-де й при будь-яких умовах досягнути неможливо. Цю найнижчу температуру ми назовемо $\text{А Б С О Л Ю Т Н И Й Н У Л Е М}$, а всяку иншу температуру, відраховану від цього нуля й виражену в ступінях Цельсієвої скалі, назовемо температурою $\text{А Б С О Л Ю Т - Н О Ю}$. Як показали дослідження, переведені в самі останні часи, найбільш правдивою вартістю для температури абсолютного нуля є

$$t = -273,1. \quad /78/$$

Для переведення температури t , відрахованої по звичайній скалі, на температуру T скалі абсолютної маємо користати зі звору

$$T = t + 273,1. \quad /79/$$

§ 22. Взір $/64/$ може бути переписаний в такому вигляді:

$$\begin{aligned} p \cdot v &= p_0 v_0 f\left(\frac{1}{f} + t\right); \\ \text{або} \quad p \cdot v &= \frac{p_0 v_0}{273,1} (273,1 + t); \end{aligned} \quad /80/$$

$$\text{або:} \quad p v = \frac{p_0 v_0}{T_0} T; \quad /80 /$$

як що через T_0 вазначимо температуру 0°C . по абсолютній скалі.

В цьому зворі множник $\frac{p_0 v_0}{T_0}$ має сталу вартість, бо за тиснення p_0 ми умовилися вважати нормальне тиснення в 760 мм., а обсяг v_0 даного газу при тисненні в 760 мм. й температурі 0° є величиною цілком означеною. Зазначимо згаданий вище вираз однією літерою A , де A уявлятиме таким чином певну константу. Тоді, взявши під увагу вираз $/79/$, маємо виразу $/80/$ надати такий вигляд:

$$p v = A T, \quad /81/$$

де, як ми вазначили,

$$A = \frac{p_0 v_0}{T_0}. \quad /82/$$

Взір $/81/$ подає нам у перетвореній остаточній формі рівняння стану газів. Цей візр показує, що добуток обсягу газу та його тиснення є просто-пропорційним до абсолютної температури газу. Для кожного з газових тіл величина A згаданого звору має свою характерну вартість. Вона дістає назву "ГАЗОВОЇ СТАЛОЇ" або "ГАЗОВОЇ КОНСТАНТИ".

Обчислимо газову сталу для ВОЗДУХУ. Візьмемо, останнього в кількості 1 граму. Зі звору $v_0 \cdot p_0 = 1$ маємо: $v_0 = \frac{1}{0,001293} = \frac{1000}{1,293} \text{ см}^3$. далі маємо: $p_0 = 1033 \frac{\text{грам}}{\text{см}^2} = 1033 \frac{\text{гм}}{\text{см}^2}$; . Таким чином $A = \frac{1000 \cdot 1033,99}{1,293 \cdot 273} = 2,871 \cdot 10^6 \frac{\text{ерг}}{\text{стун.у.}}$. Подібним чином дістанемо: для ВОДНЮ: $41,25 \cdot 10^6 \frac{\text{ерг}}{\text{стун.у.}}$.

КИСЕНЮ $2,597 \cdot 10^6 \frac{\text{ерг}}{\text{стун.у.}}$, для АЗОТУ $2,967 \cdot 10^6 \frac{\text{ерг}}{\text{стун.у.}}$.

Як що газ узято в кількості не одного, а m грамів, то подані вартості належить побільшити в m разів.

§ 23. Для різних газів, як це ми допіру вазначили, величина A звору $/81/$ має РІЗНІ вартості. Одначе названий візр можна привести до такого універсального виду, при якому вартість множника A буде ОДНАКОВОЮ

ДЛЯ ВСІХ ГАЗІВ. Щоб цього досягнути ми за величину ν у взорі /81/ маємо взяти ОБСЯГ ОДНОГО МОЛЯ ДАНОГО ГАЗУ. Помножимо на вартості молів різні газові константи. Тоді ми матимемо:

$$\text{ВОДЕНЬ: } 41,25 \cdot 10^6 \cdot 2,0154 = 8,316 \cdot 10^7 \frac{\text{ерг}}{\text{ст.Ц.}}$$

$$\text{КИСЕНЬ: } 2,597 \cdot 10^6 \cdot 32 = 8,312 \cdot 10^7 "$$

$$\text{АЗОТ: } 2,967 \cdot 10^6 \cdot 28,02 = 8,314 \cdot 10^7 "$$

Як бачимо у вислід такого обрахунку повстають числа дуже близькі по-між собою. Пересічна вартість їх виносить $8,319 \cdot 10^7 \frac{\text{ерг}}{\text{ст.Ц.}}$. Таку кон-
станту

$$R_m = 8,319 \cdot 10^7 \frac{\text{ерг}}{\text{ст.Ц.}} \quad /83/$$

віднесемо до одного молю того або иншого газу, ми назовемо /у відмінні від величини R / УНІВЕРСАЛЬНОЮ ГАЗОВОЮ СТАЛОЮ.

Таким чином для ОДНОГО МОЛЯ газу рівняння стану прибере такий ви-
гляд:

$$\frac{p \cdot \nu}{T} = R_m; \quad /84/$$

Для ν молів матимемо відповідно

$$\frac{p \cdot \nu}{T} = R_m \cdot \nu; \quad /85/$$

В останньому вигляді рівняння стану газів дістає назву РІВНЯННЯ
КЛАПЕЙРОНА /Clapeyron, 1799-1864, французський інженер/.

§ 24. Рівняння Клапейрона дозволяє нам обчислити той обсяг ν_0 , який
вймає один моль даного газу в НОРМАЛЬНОМУ СТАНІ /себ-то при 0° й 760 мм
тиснення/. Отже, поклавши $p_0 = 1033.981 \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}$, $\nu = 1$, зі взору /85/
дістанемо в першому приближенні:

$$\nu_0 = \frac{R_m T_0}{p_0} = 22,4 \text{ літр.} \quad /86/$$

Таким чином приходимо до наступного важливого висновку: СТАЛИЙ ОБ-
СЯГ ОДНОГО МОЛЯ ВІНОСИТЬ ДЛЯ ВСІХ ГАЗІВ $22,4$ ЛІТР.

Той факт, що моль будь якого газу в умовах нормального стану випст-
ює все той же обсяг, не повинен справляти будь-яких здивувань, бо, як ми
знаємо, згідно ЗАКОНУ АВОГАДРО /Граф *Amadeo Avogadro* 1776-1856/ ПРИ
ОДНАКОВИХ ТЕМПЕРАТУРІ ТА ТИСНЕННІ В РІВНИХ ОБСЯГАХ РІЗНИХ ГАЗІВ МІСТИТЬСЯ
ВСЕ ТА Ж КІЛЬКІСТЬ МОЛЕКУЛ і що при названих умовах ГУСТОТИ ГАЗІВ СТОСУ-
ЮТЬСЯ ПО МІЖ СОБОЮ ЯК ЇХНІ МОЛЕКУЛЯРНІ ТЯГАРИ.

Зазначимо через ν кількість молекул, що містить у собі ОДИН ГРАМ
ВОДНЮ, нехай далі d означає ГУСТІТУ ДАНОГО ГАЗУ, ЗГЛЯДНО ВОДНЮ В ТИХ ЖЕ
УМОВАХ ТЕМПЕРАТУРИ ТА ТИСНЕННЯ; тоді кількість молекул m , яка міститься
В ОДНОМУ ГРАМІ ДАНОГО ГАЗУ вирачатиметься величиною $\frac{\nu}{d}$. Остання, як бачи-
мо, є ЗІДВОРІТНО ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ГУСТОТИ ГАЗУ. На основі закону Аво-
гадро ми мали би зважати, що величина d при всяких умовах зберігає ста-
лу вартість, а через те є константой й величина m . Однак, як показують
експериментальні дослідження, де-які гази /зі складними молекулами/ при
певних температурних умовах одступають від зазначеного правила таким чи-

х/ ГРАМ-МОЛЕКУЛОЮ або, коротко, - МОЛЕМ називається така кількість га-
зу, маса якої виносить стільки грамів, скільки одиниць містить у собі чис-
ло, що виражає молекулярний тягар газу. Наприклад для ВОДНІЯ моль виносить
 $2,0154$ гр., для КИСЕНІА - 32 гр., для АЗОТА - $28,02$ гр.

ном, що з підвищенням температури величина α маліє. А це показує, що зі зростом температури зростає кількість $1/m$ молекул, що припадає на один грам газу. Такому факту ми можемо дати лише одне-єдине пояснення, а саме, що зріст до певних границь температури спричиняється до д і с с о н і а н і і газів молекул, себ то до розпаду їх на складові атоми чи групи атомів.

Щоби закінчити справу теоретичного дослідження теплового стану газових тіл, згадаймо ще про те, що Клапейронове рівняння уявляє собою певний абстрактний висновок теоретичної фізики, яка оперує з тією науковою уявою, що має назву ідеального газу. Гази природні, реальні задовольняють рівнянню Клапейрона лише в певній, більшій чи меншій, мірі. Таке відступлення натуральних газів повстає з двох причин. Перша з них полягає в тому, що обсяг газу дійсний, фізичний, є меншим од того уявного, геометричного обсягу, з яким ми оперуємо в математичних взогах. Це є вислідом того, що молекули з'являються елементарними фізичними тілами, а не математичними точками, які не посідають жадного обсягу; молекули такої обсяг / хоч і дуже незначний / мають, через що вільна просторість, яка лишається невикористаною по між молекулами, є меншою від цілого простору, зайнятого газом. Отже такий стан річей вимагає введення в Клапейронове рівняння відповідної поправки.

Другою причиною відступлення натуральних газів од Клапейронового рівняння є т. зв. ВНУТРІШНЄ ТИСНЕННЯ, що додається до тиснення зовнішнього. Таке внутрішнє тиснення є безпосереднім вислідом акції притягальних сил, що стало діють по між газовими молекулами. Отже існування згаданого тиснення вимагає введення ще другої відповідної поправки.

Обидві названі вище поправки було введено в Клапейронове рівняння ван дер Ваальсом / *Van der Waals*, голандський фізик, 1873/, який надав цьому рівнянню вигляд

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT; \quad /87/$$

Цей виір відомий під назвою ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВОГО РІВНЯННЯ стану газів. §

25. Звернемося до ГЕОМЕТРИЧНОЇ ІНТЕРПРЕТАЦІЇ РІВНЯННЯ СТАНУ ГАЗІВ. При сталій температурі T , добуток RT для даного газу творить собі величину стану. Тоді вираз $p \cdot v = C = \text{const}$ дає

таке рівняння а як відомо рівнянням парабол. Отже бачимо, що, взявши за координатні осі ВІСЬ ОБСЯГІВ та ВІСЬ ТИСНЕНЬ, ми для кожної вартоості абсолютної температури T дістанемо відповідну вартоість константи C , а через те й відповідну ПАРАБОЛІЧНУ ІЗОТЕРМУ. Групу таких ізотерм для ВОЗДУХУ в інтервалі від -200°C . до $+2400^\circ\text{C}$. подає рис. 25. Тут позема вісь а вісь обсягів, прямої вісь тиснень; останні виражені в АТМОСФЕРАХ, обсяги виражені в ЛІТРАХ. Таким чином бачимо, наприклад, що обсяг повітря, який при 0°C . та тисненні в одиницю виносив 1 літр, при 300° та тисненні в 3 атмосфери виносить 700 куб. см., а при тисненні в 7 атмосфер і температурі 500° виносить 400 куб. см. Таким чином при всякій температурі, по заданому тисненню ми можемо обчислити обсяг газу й навпаки - по обсягу знайти вартоість тиснення.

§ 26. Той факт, що гази уявляють собою тіла, які в найбільшій мірі реагують на теплові впливи і коефіцієнти теплового розширу яких надаються до визначень зі значною точністю, майже не змінюючись до того зі зміною температури, - цей факт натурально накладає думку про використання газів яко термометричних субстанцій при збудованні найбільш чутливих точних термометрів. До такої думки вперше прийшов, ще року 1695, француз Амонтон / *Amontons* /. Однак належне практичне зреалізування його ідеї стало можливим значно пізніше, а саме після того як РЕНЬО, перебівши свої класичні досвіди, окреслив з необхідною виразністю та докладністю процес теплового розширу газових тіл і знайшов досить точні вартоості коефіцієнтів розширу для цілої низки газів. До повного належного зреалізування ідеї ГАЗОВОГО

§ Покажи а та в цього взогу відповідають: в - першій поправку, а - другий.

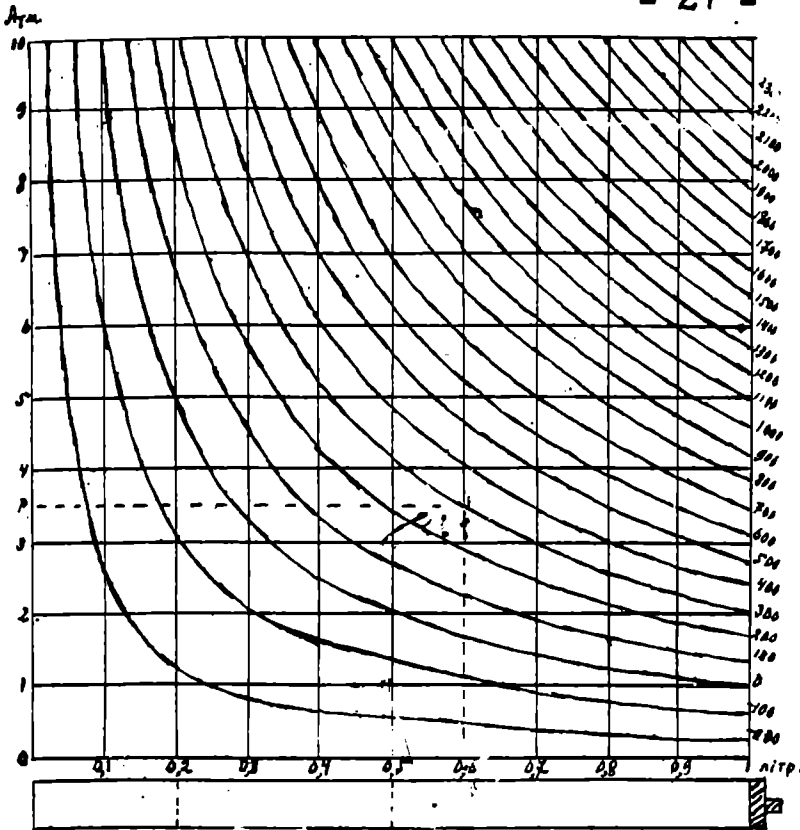


Рис. 25.

ТЕРМОМЕТРУ приходить у перше ДЖОЛЛІ /20664/. ГАЗОВИЙ ТЕРМОМЕТР Джоллі уявляє собою /рис. 26/ скляний резервуар A /ку-листий чи циліндричний/, що поміщу волоскуватої трубочки a злучається з ширшою скляною трубкою b , яка уявляє собою одно з колін ртутного манометра; другим його коліном є скляна трубка c , що сполучена з b довгою гумовою трубкою z . Обидві скляні трубки містяться на високій прямовисній стійці P , яка має скалку ss . Трубка b у місці свого переходу у волоскувату трубку має риску m . Трубка b є нерухомою, трубка c тоже посувати-ся здовж скали й закріп-лятися поміщу труби z в будь-якому положенні. Резервуар A вповнюється тим або иншим осушеним газом. На практиці зде-більшого вживаються тер-мометри ВОЗДУШНІ або ВОД-

НЕВІ, останні вважаються за найліпші.

Маніпуляція з газовим термометром переводиться наступним чином.

Резервуар A містимо до посудини, вповненої по-товченим льодом; тоді маса газу за деякий час на-буває температуру 0°C . Вичекавши цей час, переосу-ваємо трубку c до такого її положення, при якому ртуть у трубці b ДОХОДИТЬ ДО РИСКИ m . Нехай рі-зниця стовпів в колінах манометру виносить h /ве-личина h може мати вартість як додатну так і від'ємну/. Тоді тиснення, під яким при температу-рі 0° перебував газ в резервуарі A , визначиться виразом $p_0 = H + h$, де H є барометричне тиснення для даного менту. Умістимо далі резервуар A до оточення, температуру якого t ми хочемо знайти. Зміна обсягу газу, яка станеться при цьому, потяг-не за собою переміщення ртутного меніску в трубці b . Щоб знову його підвести до риски m необхід-но в той або инший бік пересунути здовж скали труб-ку c . Хай нова різниця висот ртутних стовпів є h' . Тоді скажемо що при температурі t газ перебуває під тисненням $p_t = H + h'$. Знаючи коефіцієнт те-плогового розширу β для термометричного газу, на основі взору /47/ зможемо написати

$$t = \frac{p_t - p_0}{p_0 \beta};$$

/88/

Як що би ми поцікавилися знаходженням поміч-чу газового термометру температур АБСОЛЮТНИХ, то, звернувшись знову-таки до того ж взору /47/, дїста-ли бє:

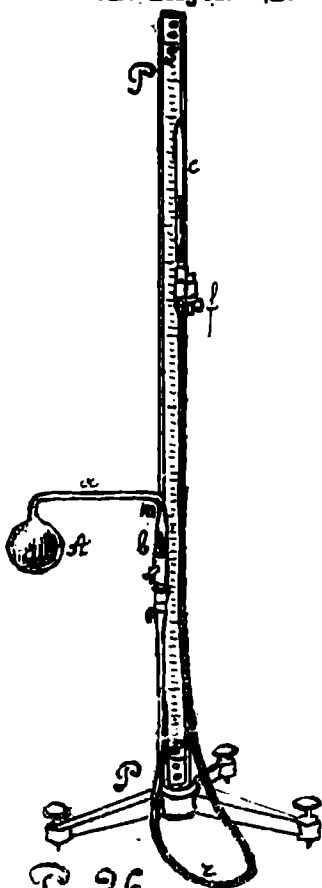


Рис. 26.

$$p_t = p_0 \left(1 + \frac{t}{273,1}\right) = p_0 \frac{273,1+t}{273,1} = \frac{p_0 T}{273,1}; \quad /89/$$

звідкиля:

$$T = \frac{273,1 \cdot p_t}{p_0}; \quad /90/$$

Для иншої температури t' ми дістали би абсолютну температуру:

$$T' = \frac{273,1 \cdot p_{t'}}{p_0}; \quad /91/$$

Взори /90/ та /91/ дають нам:

$$T : T' = p_t : p_{t'}; \quad /92/$$

себ то АБСОЛЮТНІ ТЕМПЕРАТУРИ СТОСУЮТЬСЯ ПО МІЖ СОБОЮ ЯК РІЖНИЦІ ВИСОТ РТУТНИХ СТОВПІВ ГАЗОВОГО ТЕРМОМЕТРУ.

Крім високої чутлості своєї та точности газовий термометр має ще й ту перевагу перед термометрами ртутними, що дозволяє ПЕРЕВОДИТИ ПОМІР ТЕМПЕРАТУР ЯК ДУЖЕ НИЗЬКИХ, ТАК І ДУЖЕ ВИСОКИХ. В останньому випадку термометричний резервуар виготовляється з порцеляну або платини /чи її сто-

нів/. В наслідок того виключного положення, яке газовий термометр зай-має серед усіх термометричних урлджень, сучасною наукою він є визнаний за термометр ОСНОВНИЙ, з яким мають порівнюватися будь-які инші термо-метри. Вважаючи на те, що з усіх газів у найбільшій мірі слідує теорети-чним законам теплового розширу ВОДЕНЬ, і що названий газ має до того ще й дуже низьку температуру скроплення /нижчу ніж воздух/, — за т.з. "НОР-МАЛЬНИЙ" газовий термометр вважається нині ТЕРМОМЕТР ВОДНЕВИЙ. ЗІ СТУПІНЬ НОРМАЛЬНОЇ ТЕМПЕРАТУРНОЇ СКАЛІ, прийнятої до вжитку в усіх країнах, виз-нається той ТЕМПЕРАТУРНИЙ ІНТЕРВАЛ, що ВІДПОВІДАЄ ОДНІЙ СОТІЙ ЧАСТИНІ ЦІЛОЇ ЗМІНИ ТИСНЕННЯ У ВОДНЕВОМУ ТЕРМОМЕТРІ ПО МІЖ ОСНОВНИМИ ЙОГО ТОЧКА-МИ 0° ТА 100°С.

Щоби покінчити з газовими термометрами згадаємо ще про ДИФФЕРЕН-ЦІАЛЬНИЙ ГАЗОВИЙ ТЕРМОМЕТР. Уявляє він собою два шкляні балони А та В

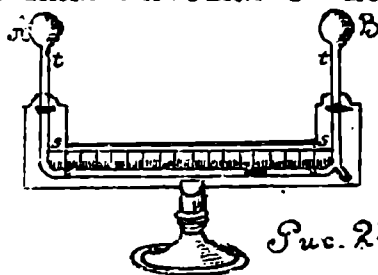


Fig. 27

/рис.27/ злучені тонкою трубкою cc , що уміщена біля поверхні скали SS . В трубці мі-ститься невеличкий ртутний стовпик. Як що ба-лони А та В умістимо до оточень з ріжними температурами, то, в залежности від того яка з них буде вищою, стовпик пересуватиметься в то-му або иншому напрямку.

2. КАЛОРИМЕТРІЯ.

§ 27. ТЕПЛОВИЙ СТАН тіла характеризується його ТЕМПЕРАТУРОЮ. Але одного поняття температури не вистарчає для повного опису всіх теп-лових процесів. Щоби ogrіти до певної температури малу масу якогось ті-ла, ми потребуємо незначний час; коли ж маса є великою то, при тій же температурі печі, потребується час значно більший /наприклад у великій посудині вода ogrівається значно довше ніж у малій/. Це показує нам, що ДЛЯ OГРІТТЯ ДО ВСЕ ТОЇ Ж ТЕМПЕРАТУРИ РІЖНІ МАСИ ПОТРЕБЮЮТЬ РІЖНІ ПОРЦІЇ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ. Такий стан річей приводить нас до висновку про необ-хідність введення нового поняття, а саме поняття про КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА. Назване поняття, уявляючи собою певну фізичну величину, негайно змагає від нас встановлення ОДИНИЦІ цієї величини. За одиницю кількості тепла в сучасній науці прийнято КАЛОРІЮ. КАЛОРІЄЮ /МАЛОЮ/ НАЗИВАЄТЬСЯ ТА КІЛЬ-КІСТЬ ТЕПЛА, що ПОТРЕБУЄТЬСЯ ДЛЯ OГРІТТЯ ОДНОГО ГРАМУ ВОДИ ВІД ТЕМПЕРА-ТУРИ 14,5°С. ДО ТЕМПЕРАТУРИ 15,5°С. Мала калорія /або ГРАМКАЛОРІЯ, як її инді називають/ уявляє собою одиницю незначну; через та на практиці вживається ще одиниці більшої, що має назву КАЛОРІЇ ВЕЛИКОЇ. ВЕЛИКОЮ КАЛОРІЄЮ НАЗИВАЄТЬСЯ ТА КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, що ПОТРЕБУЄТЬСЯ ДЛЯ OГРІТТЯ ОД-

НОГО КІЛОГРАМУ ВОДИ ВІД 14,5°C. ДО 15,5°C. Як бачимо велика калорія вносить 1000 калорій малих.

Та частина науки про тепло, яка займається опрацюванням метод поміру кількості тепла, називається КАЛОРИМЕТРІЄЮ.

Як що ми кількість тепла, потрібну для ogrіття одного граму води від t° до $t^{\circ} + 1^{\circ}$ вважатимемо за величину сталу при різних вартостях t° , то, на основі поданих вище визначень, скажемо, що для ogrіття m грамів води на t° потрібно вжити кількість тепла

$$q = m \cdot t; \quad /93/$$

Вираз /92/ визначає собою основний взір калориметрії.

Цей взір показує, що ПРИ СТАЛІЙ МАСІ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА Є ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ТЕМПЕРАТУРИ, А ПРИ СТАЛІЙ ТЕМПЕРАТУРІ Є ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО МАСИ.

§ 28. Вже з повсякденного досвіду ми знаємо, що тепло переходить від одних тіл до тіл других, при чому завжди такий ПЕРЕХІД ЙОГО ВІДБУВАЄТЬСЯ ВІД ТІЛ З ТЕМПЕРАТУРОЮ ВИЩОЮ ДО ТІЛ З ТЕМПЕРАТУРОЮ НИЖЧОЮ. Процес переходу тепла автоматично припиняється тоді, коли досягнуто СТАНУ РІВНОВАГИ ТЕМПЕРАТУР. Таким чином, коли два тіла різних температур приходять у взаємний дотик, то тіло з температурою вищою ВІДДАЄ ТЕПЛО, а тіло з температурою нижчою його в тій же кількості ПОБИРАЄ. Обчислення цих кількостей тепла при різних умовах досвіду складає одне з основних завдань калориметрії.

Спираючися на ЗАСАДУ РІВНОВАГИ ТЕМПЕРАТУР, розглянемо низку досвідів.

Нехай m грамів води, температури t_0° змішано з m' грамами температури t° , де $t > t_0$. Щоби обчислити вислідну температуру суміші - t' , міркуємо наступним чином: Маса води m ogrілася від температури t_0° до температури t' , отже вона дістала тепла $m(t' - t_0)$ калорій; маса води m' охолонула від температури t° до температури t' отже вона стратила $m'(t - t')$ калорій. Як що тепло не переходило до інших тіл, то кількість тепла, страченого масою m' , має бути рівною кількості тепла, яку здобула маса m . Таким чином дістаємо рівняння:

$$m(t' - t_0) = m'(t - t'); \quad /94/$$

з якого знаходимо вираз для остаточної температури t' :

$$t' = \frac{m't + m t_0}{m + m'}; \quad /95/$$

В тому разі, коли обидві маси є однакові $|m'_2 = m|$ дістаємо:

$$t' = \frac{t + t_0}{2}; \quad /96/$$

На практиці доводиться спостерігати певні відступлення від законів та /96/, що справляються переходом тепла до різних сторонніх тіл зовнішнього оточення. Однак при належних заходах таку страту тепла можна звести до певного мінімуму; тоді взори /95/ та /96/ в певній мірі наближення можуть вважатися цілком правдивими.

Переведемо тепер такий досвід: візьмемо де-кілька ОДНАКОВИХ порцій води температури t_0 , кожда масою в m грамів, і почнемо доливати до них РІВНІ порції води температури t ; маси цих порцій нехай будуть $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$. Тоді ми дістанемо РІВНІ вислідні температури $t_1, t_2, t_3, \dots, t_n$, вартості яких обчислимо коли у взір /94/ замість величини m' послідовно підставлятимемо величини $m_1, m_2, \dots, m_n$. З наведеного ввору легко переконатися, що вислідом нерівності $m_1 < m_2 < m_3 < \dots < m_n$ є нерівність $t_1 < t_2 < t_3 < \dots < t_n$, себ-то ЧИМ БІЛЬШОЮ Є МАСА ДОДАВАНОЇ ВОДИ, ТИМ ВИЩОЮ Є Й ВИСЛІДНА ЇЇ ТЕМПЕРАТУРА. Такий висновок перебуває в згоді зі ввором /93/, бо, як було зазначено, при сталій температурі кількість тепла є пропорційна до маси.

До цього часу ми оперували з усе тим же тілом - водою. Будемо тепер мішати або загалом приводити до взаємного контакту РІВНІ тіла. Ми

спостережемо тоді цікаве з'явище. Коли наприклад при змішанні двох однакових мас води температур 0° та 100° вислідна температура виносить 50° , то при змішанні води температури 0° зі ртутью температури 100° вона виносить лише $30,22^{\circ}$. Таким чином бачимо, що в той час, коли вода ogrілася на $30,22^{\circ}$, ртуть охолонула аж на $96,78^{\circ}$. Отже бачимо, що певна кількість тепла відійшовши від ртуті й справивши там зниження температури на $96,78^{\circ}$, спро-міглася ogrіти таку ж саму масу води лише на $30,22^{\circ}$. Випадає так, що ОД-НАКОВІ МАСИ ВОДИ ТА РТУТИ В ОДНАКОВИХ ТЕМПЕРАТУРНИХ УМОВАХ ЗАБИРАЮТЬ /ПРИ OГРІВАННІ/ АБО ВІДДАЮТЬ /ПРИ OХОЛОДЖЕННІ/ Н Е О Д Н А К О В І /АЛЕ ДЛЯ КОЖДОГО ТІЛА ПЕВНО-ОЗНАЧЕНІ/ КІЛЬКОСТІ ТЕПЛА.

Таким чином внутрішні теплові властивості всякого тіла характери-зуються його ТЕПЛОЗАБИРНІСТЮ.

Як що через C вазначимо ту кількість тепла, яку необхідно зужити щоби одиницю маси ogrіти на 1° , то кількість тепла q , потрібна для ogrіт-тя тіла маси m на t° вазначиться виразом:

$$q = mct. \quad /97/$$

Для різних тіл, ТЕПЛОЗАБИРНІСТЬ яких є різною, матиме різні числові вар-тоості й коефіцієнт C останнього виразу. Цей коефіцієнт ХАРАКТЕРИЗУВАТИ-МЕ СВОЄЮ ВАРТІСТЮ ВНУТРІШНІ ТЕПЛОВІ ВЛАСТИВОСТІ ДАНОГО ТІЛА. Його ми на-зовемо ПИТОМОЮ ТЕПЛОЗАБИРНІСТЮ або, просто, ПИТОМИМ ТЕПЛОМ даного тіла. Таким чином приходимо до наступного визначення: ПИТОМИМ ТЕПЛОМ ДАНОГО ТІЛА НАЗИВАЄТЬСЯ ТА КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКУ НЕОБХІДНО ЗУЖИТИ ЩОБИ ОДИНИЦЮ МАСИ ЦЬОГО ТІЛА OГРІТИ НА $1^{\circ}C$.

Для різних місць термометричної шкали, питома тепло має не зов-сім однакові /хоч і дуже близькі/ вартості. /З підвищенням температури вони, як загальне правило, зменшують/. Через те, коли хочемо бути точними, вавше маємо вазначати до якої-саме температури стосуються подані варто-ості питомих теплозабирностей.

Як що за одиницю маси вважатимемо ГРАМ, то питома тепло обчис-люватиметься в КАЛОРІЯХ МАЛИХ, як що ж за одиницю маси приймемо КІЛОГ-РАМ, то питома тепло буде обчислюватися в КАЛОРІЯХ ВЕЛИКИХ.

Розглянемо ще раз досвід змішування двох різних течей. Вважатимемо що порції, в яких ці течі ми взяли, мають однакові маси m . Нехай питомі теплозабирности течей виносять c та c' . Як що початкова темпе-ратура першої течі була t_0 , другої - t' , а вислідна температура є t , то кількість тепла q , що здобула перша теча, вазначиться ви-разом:

$$q = mc(t - t_0). \quad /98/$$

а кількість тепла q' , що віддала друга теча, вазначиться виразом

$$q' = mc'(t - t'). \quad /99/$$

у вислід рівенства лівих частин двох останніх рівнянь матимемо рівенст-во й правих їх частин; себ-то

$$mc(t - t_0) = mc'(t - t'). \quad /100/$$

звідкиля:

$$c' : c = (t - t_0) : (t - t'). \quad /101/$$

Як бачимо СТОСУНОК ПИТОМИХ ТЕПЛОЗАБИРНОСТЕЙ ДВОХ ТЕЧЕЙ є ВІДВОРОТНИМ СТОСУНКУ ТЕМПЕРАТУРНИХ ЗМІН ПРИ ЗМІШАННІ ОДНАКОВИХ МАС ЦИХ ТЕЧЕЙ.

ПИТОМЕ ТЕПЛО ВОДИ ДЛЯ ІНТЕРВАЛУ $14,5^{\circ} - 15,5^{\circ}C$. ПРИЙМАЄТЬСЯ РІВНИМ ОДИНИЦІ. А через те, коли за першу течу візьмемо воду, як то видно зі взору /100/, питома тепло c' вазначиться стосунком величини піднесення температури води до величини зниження температури даної течі:

$$c' = \frac{t - t_0}{t - t'}; \quad /102/$$

Вертаючи до прикладу змішування води зі ртутью, дістаємо:

$$c' = \frac{30,22}{96,78} = 0,313;.$$

Як бачимо питома тепло ртуті в 30 разів менше від питомого тепла води. Отже при змішанні рівних мас води з температурою 0° та ртуті з темпера-турою 100° перша дістає кількість тепла

$$q = m \cdot 1 \cdot 3,22, \quad /103/$$

а друга страчує кількість тепла

Наприклад ртуть для інтервалу $-78^{\circ} \dots -40^{\circ}$ має $c = 0,0319$, а для інтервалу $0^{\circ} \dots 100^{\circ}$: $c = 0,0333$.
Вода для температур, нижчих од 0° , має $c = 0,502$

$$q' = m \cdot 0,033 \cdot 96,78.$$

/104/

як бачимо дійсно ці два вирази задовольняють умові: $q = q'$.
КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКУ НЕОБХІДНО ЗУМІТИ, ЩОБИ РОСТОПИТИ І ГРАМ ЛЬОДУ,
ВИНОСИТЬ 80 М. КАЛОРИЙ.

Таким чином питоме тепло води при 0° виносить 80 калорій; /при температурах вищих воно є в незначній мірі меншим. Наприклад при температурі 18°C . воно виносить 0,999%. Як що цю величину приймемо за одиницю теплозабирності, то для питомих теплозабирностей інших тіл дістанемо такі вартості:

Р І Д К І Т І Л А

/Температура 18°C ./

Назва тіл	C.	Назва тіл	C.
Вода	0,999	Терпентинова олія	0,42
Алкоголь	0,58	Бензол	0,41
Гліцерин	0,58	Сірковець /C.S ₂ /	0,24
Етер	0,56	Ртуть	0,333
Петролеум	0,51		

Т В Е Р Д І Т І Л А.

Назва тіл	C.	Назва тіл	C.
Магн	0,250	Цинк	0,091
Глинець	0,214	Срібло	0,055
Шкло	0,190	Цина	0,052
Сірка	0,16-0,24	Платина	0,032
Сталь	0,114	Оливо	0,081
Нікель	0,106	Золото	0,031
Залізо	0,105	Бісмут	0,029
Мідь	0,091		

Наведені вище таблиці показують, що з поміж усіх тіл вода має НАЙБІЛЬШУ теплозабирність. Цей факт відіграє не абияку роль в кліматичних процесах. Водяні маси океанів, морей, річок та озер конденсують в собі великі запаси сонячної теплової енергії, коштом яких у великій мірі підтримуються певна температура земної атмосфери в ті часи, коли Сонце не ogrіває зовсім /нічку/, або незначно /з-вмкн/ поверхню Землі. В цьому факті ми знаходимо пояснення "м'якості" підсоння приморських місцевостей.

§ 29. Не лише всі теплові процеси, а й саме ПОНЯТТЯ ПРО ТЕПЛО не розривно зв'язуються в нашій уяві з ПОНЯТТЯМ ПРО МАТЕРІЮ. Як будь-які явища тепла, так і саме його існування ми не мислимо по-за матерією. Ос-тання несе на себе функції переховувача теплової енергії, її акумулятора. Попередній наш виклад з'ясував, що такими акумуляційними здібностями різні види матерії володіють не в однаковій мірі. Ми бачили, що різні тіла виявляють різну теплозабирність, себ-то, що взяті в рівних масах, вони при однакових температурних умовах приймають у себе неоднакові кількості тепла. Як що названі тіла неоднаково акумулюють теплову енергію, то є природним, що вони неоднаково і віддають її. Тіла з більшою питомою теплозабирністю при даних температурних умовах вибирають до себе більше тепла, а через те при інших відповідних умовах можуть його і

Випадок з усіх тіл складає лише літ (Li), що при 100° має питому тепло 1,04

більше віддати. Отже як що, скажемо, взяти однакові маси міді, цинку й оливи й ogrіти їх до певної температури у все тій же водяній ванні, то найбільшу кількість тепла з'акумулює в собі мідь, меншу - цинк й ще меншу - оливу. В правдивості цього ми можемо легко пересвідчитися на досвіді; надавши, наприклад, нашим тілам форму кульок і помістивши їх після закінчення ogrівання на парафінову дошку (рис. 28) ми побачимо що найбільше вгрузне в парафін мідяна кулька /на рисунку вона пройшла через дошку й упала додола/ менше - цинкова кулька, найменше - оливяна.

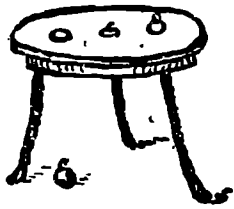


Рис. 28.

§ 30. З викладеного вище ми бачимо, що питома теплозабірність тіл є певною функцією температури зі зміною останньої, хоч і в незначній мірі, а все ж змінюється. Таким чином для одного температурного інтервалу величина C матиме одну вартість, для другого - вартість иншу, від першої трохи відмінну. Отже доводиться казати про пересічну питому теплозабірність для даного температурного інтервалу. Як

при переході тіла від температури t до температури t' одиниця маси цього тіла дістала кількість тепла q , то стосунок

$$\frac{q}{t' - t}$$

/105/

і визначить собою величину пересічного питомого тепла для даного температурного інтервалу $t \dots t'$. Як що такий інтервал ми будемо тягло зменшувати при чому величина $\Delta t = t' - t$ простуватиме до нуля, то змінюватиметься відповідним чином і величина q , набуваючи при цьому досить малої вартості Δq . Граничну вартість пересічного питомого тепла $C_{t'-t}$ обчислення в тій гадці, що величина температурного інтервалу простує до нуля /температура t' наближується до температури t / ми назовемо п р а в д и в и м питомим теплом C_t для температури t . Отже матимемо:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} (C_{t'-t}) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta q}{\Delta t} \right) = \frac{dq}{dt} = C_t; \quad /106/$$

Як бачимо, правдиве питоме тепло визначається як похідна від кількості тепла по температурі.

З виразу /106/ маємо: $dq = C_t \cdot dt$, звідки для обчислення кількості тепла q , яке тіло дістало або віддало на інтервалі $t \dots t'$, цістаємо вираз.

$$q = \int C_t \cdot dt.$$

/107/

В таблицях, які містять у собі вартості величини C для різних сіл, пі вартості здебільшого відповідають певній, означеній температурі і то має, наприклад, місце в таблицях попереднього §; инді ж згадані вартості подаються для того або иншого температурного інтервалу.

§ 31. Щоби мати докладну уяву про теплові властивості того або иншого тіла, необхідно знати яку-саме воно посідає теплозабірність. А для цього необхідно визначити питоме тепло цього тіла. Таким чином знаходження питомих теплозабірностей складає собою основне завдання науки про тепло. Для ознайомлення з практичними методами розв'язання цієї проблеми ми ринні й переходимо.

Істнує три методи знаходження питомих теплозабірностей твердих та сідких тіл, а саме: 1. МЕТОДА ЗМІШУВАННЯ /запропонована БЛЕКОМ /Black, 1728-1799/; 2. МЕТОДА ТОПЛЕННЯ ЛЬОДУ. 3. МЕТОДА ОХОЛОДЖЕННЯ.

МЕТОДА ЗМІШУВАННЯ полягає в наступному: Два тіла A та B , що вкупі утворюють ізольовану термічну систему, приводяться до взаємного контакту. Коли первісні температури їх були t та t' , а вислідна температура є ϑ /де $t' > \vartheta > t$ /, то, визначивши через m та m' маси тіл, а через C та C' їх питомі теплозабірності, зможемо написати наступне рівняння:

$$mc(\vartheta - t) = m'c'(t' - \vartheta);$$

/108/

ліва частина цього виразу визначає ту кількість тепла, яку дістало тіло *А* /менш ogrіте/, права частина окреслює ту кількість тепла, що віддало тіло *В* /більш ogrіте/. За тіло *А* звичайно беремо воду /иноді якусь иншу течу, питоме тепло якої докладно відоме/ й тоді з рівняння /108/ знаходимо вираз для величини C' :

$$C' = C \frac{m}{m'} \frac{\vartheta - \tau}{\tau' - \vartheta}; \quad /109/$$

Пристрої, в яких користають при знаходженні тепловабирностей різних тіл, називаються КАЛОРИМЕТРАМИ. При переведенні окресленого вище досвіду зуживають водяного калориметра, /рис.29/ що складається з металевої посудини *АА*, вміщеної на ізоляційних /коркових/ підставках *аа* до другої такої ж посудини *ВВ*. Посудина *АА* виповнюється водою, температура якої міряється помічку термометра *С*. Для рівномірного розподілення тепла, водiana маса перемішується за помічку мішалки *т*. Тіло, над яким переводиться досвід, ogrівається до певної температури в особливій ПАРОВІЙ ВАННІ. Для успішного переведення досвіду є дуже важливим виконання двох умов, що обидві вони мають на меті можливе уникнення страти тепла: 1/ після ogrіт-тя в паровій ванні тіло має бути перенесене до калориметру в ЯК НАЙШВИДЧІЙ ЧАС; 2/ теплова ізоляція калориметру має бути ЯК НАЙДОСКОНАЛІШОЮ; до осягнення

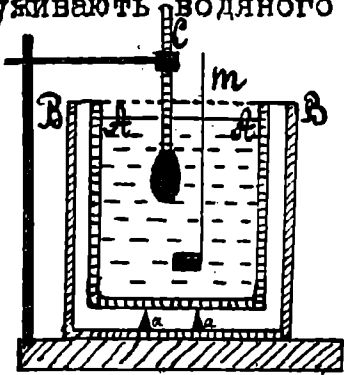


Рис. 29.

останнього завдання підходять різними шляхами; так, наприклад, маючи на увазі, що рівні поверхні найменше випромінюють тепла й найбільше його відбивають, зовнішні стінки посудини *АА* і внутрішні стінки посудини *ВВ* відшліфовуються; далі посудина *ВВ* обкладається войлоком, що, як відомо, є добрим ізоляційним матеріалом; ролю такого ж ізоляційного чинника відіграє воздушна веротва по між стінками двох посудин. При докладних помі-рах посудина *ВВ* міститься ще в одну посудину з подвійними стінками, по між якими знаходиться вода сталої температури.

Швидко перенесення ogrітого в паровій ванні тіла до калориметра осягається різними шляхами. В калориметрі РЕНЬО /рис.30/ парова ванна знаходиться над камерою *К*, що призначена для вміщення калориметра. В першій стадії досвіду, коли йде ogrіт-тя тіла, калориметр знаходиться по-за межами установки, відгороже-ний від останньої ширмою з ізоляцій-ного матеріалу. В той менш, коли ogrівання тіла вважається закінче-ним, ширма усовується, калориметр швидко пересувається до камери *К*, а через відтулину в горішній части-ні останньої до калориметру пода-ється ogrіте тіло.

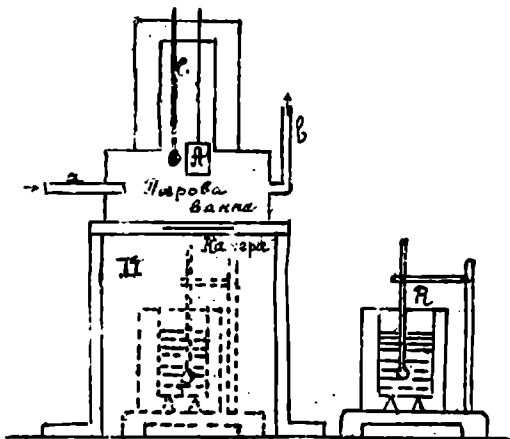


Рис. 30.

Віддача тепла тілом, уміщеним до калориметра, відбувається на пра-ктиці инакше, ніж то ми уявляємо собі в теоретичних своїх міркуван-нях. Від ogrітого тіла побирає теп-ло не лише одна вода, а також і ка-лореметрична посудина, і мішалка, і термометр і всі инші дрібні частини калореметричної установки. Все це належить учислити, а через те і виве-дений нами теоретичний виір /108/ відповідним чином доповнити й зміни-ти.

Введемо такі вазначення:

	Маса	Пит. тепло	Температура	
			Початкова	Кінцева
Тіло	m	c	T	ϑ
Вода	M	1	t_0	ϑ
Калорим. посудина	M_1	c_1	t_0	ϑ
Мішалка	M_2	c_2	t_0	ϑ
Ртуть термометра	M_3	c_3	t_0	ϑ

Тоді скажемо, що тіло при охолодженні від температури T до температури ϑ віддало кількість тепла $m \cdot c / T - \vartheta$; при ogrіванні від температури t_0 до температури ϑ дістали кількості тепла: вода - $M / \vartheta - t_0$, калориметрична посудина (АА) - $M_1 c_1 (\vartheta - t_0)$, мішалка - $M_2 c_2 (\vartheta - t_0)$, ртуть термометричного резервуара - $M_3 c_3 (\vartheta - t_0)$. Отже цілий калориметричний процес окреслиться взором:

$$mc(T - \vartheta) = M(\vartheta - t_0) + M_1 c_1 (\vartheta - t_0) + M_2 c_2 (\vartheta - t_0) + M_3 c_3 (\vartheta - t_0) = [M + M_1 c_1 + M_2 c_2 + M_3 c_3] (\vartheta - t_0). \quad /IIO/$$

Вираз $M + M_1 c_1 + M_2 c_2 + M_3 c_3$ ми можемо зазначити однією літерою M ; тоді взір /IIO/ перепишеться в такому вигляді:

$$mc(T - \vartheta) = M(\vartheta - t_0); \quad /III/$$

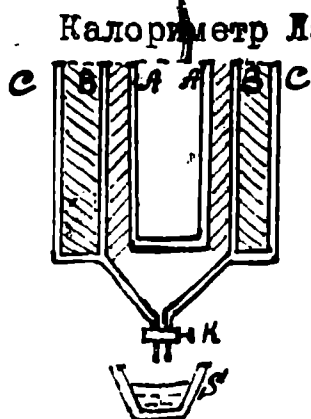
величина M дістає назву КАЛОРИМЕТРИЧНОГО ЕКВІВАЛЕНТА.

Вартість калориметричного еквівалента для даного калориметра знаходиться експериментальною дорогою. Для цього переводимо досвід з тілом, питоме тепло якого є докладно відомим. Знайшовши таким чином величину M маємо можливість користати далі з даного калориметра для знаходження питомих теплозабирностей будь-яких тіл.

Взір /IOB/ окреслював перебіг калориметричного процесу абстрактно-теоретично, взір /IIO/ є вже взором цілком експериментальним, пристосованим до фактичних умов досвіду. Однак й його не можна вважати абсолютно повним; як би досконало не був поставлений досвід страта на тепло, у вислід випромінювання останнього калориметром на зовні, завше в тій або иншій мірі буде. А через те для повного математичного окреслення даного процесу до правої частини рівняння /IIO/ необхідно додати ще один член, що визначатиме собою кількість теплової енергії, яку калориметр отдає зовнішньому оточенню. Щоби названу величину звести до можливого мінімуму РУМФОРД /Rumford/ запропонував переводити калориметричні поміри в таких умовах, щоби початкова температура калориметра була настільки нижче від температури зовнішнього оточення, наскільки вислідна температура буде від неї вищою. Тоді в першій стадії досвіду калориметр побирає тепло від воздуха, а в другій стадії сам віддає його на зовні.

§ 32. Звернемося далі до ознайомлення з МЕТОДОЮ ТОПЛЕННЯ ЛЬОДУ.

Для цього ми розглянемо калориметри: 1/ ЛАВУАЗЬЕ ТА ЛАПЛАСА і 2/ БУНЗЕНА.



Калориметр Лавуазьє та Лапласа /рис.31/ складається з трьох металевих посудин АА, ВВ та СС. Посудина АА має дірчасті стінки, посудина ВВ у нижній своїй частині закінчується трубкою з крантом К, через який можна випускати воду. Посудина ВВ, а так само і посудина СС виповнюються товченим льодом. До внутрішньої посудини АА кидається ogrіте тіло, копитом тепла якого частина льоду в посудині ВВ розтоплюється й переходить у воду; останню через крант К можна випустити до шклянки S і таким чином маса S стопленого льоду може бути визначена.

Якщо масу даного тіла визначимо через m , його питоме тепло - через c , первісну температуру через t , кінцевою в 0° , то цілий калориметричний процес окреслиться наступним рівнянням:

$$mct = 80M \quad /II2/$$

звідки знайдемо:

$$c = \frac{80M}{mt} \quad /II3/$$

§ 33. Калориметр Лавуазьє та Лапласа є пристроєм мало-досконалим, що з різних причин не дозволяє досягати точних вислідів.

Не до порівняння ліпшим є КАЛОРИМЕТР БУНЗЕНА, за поміччю якого можна знаходити питомі теплозабирності твердих та рідких тіл зі значною точністю. Вигляд Бунзенового калориметра подає рис. 32.

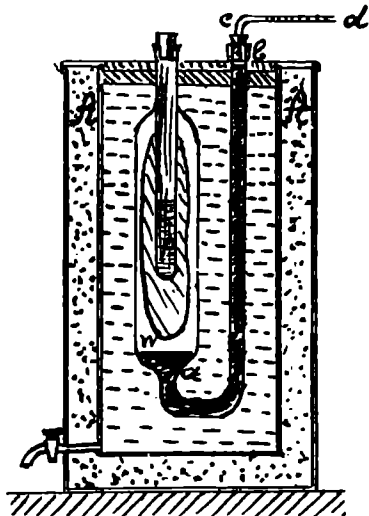


Рис. 32.

Шкляна посудина W закінчується в нижній своїй частині трубкою ab , що далі переходить в позову лоскувату трубку cd , на якій нанесено поділки, що відповідають певним обсяговим одиницям. З гори в посудину W вложена пробирка p . Названа посудина виповнена дистильованою водою, трубки ab та cd остання частково виповнені ртутю. Цілий описаний пристрій міститься до посудини AA , що виповнена водою; по-між подвійними стінками цієї посудини знаходиться потовчений лід. Таким чином цілий калориметр зберігає сталу температуру 0° . Досвід переводиться наступним чином: до пробирки p містимо яку-небудь холодільну суміш; тоді певна верства води, що безпосередньо прилягає до пробирки, обертається в лід. Після цього холодільну суміш виймається й замість неї до пробирки наливається вода температури 0° . У цю воду кидається тіло, ogrіте перед тим до певної температури. Тіло віддає своє тепло воді, а

ця остання - шклу пробирки, у вислід чого льодова верства починає топитися й почасти перетворюватися у воду. Такий процес, як нам відомо, є ЗВ'ЯЗАНИЙ ЗІ ЗМЕНШЕННЯМ ОБСЯГУ ВОДИ. А через те ртуть у трубці cd підніметься до гори, а, відповідно до цього, у волоскуватій трубці cd пересунеться в лівий бік. Через те, що кількість остопленого льоду перебуває в залежності від тієї кількості тепла, яку віддало тіло, а від маси остопленого льоду безпосередньо залежить величина зміни обсягу води, ми можемо встановити певний математичний зв'язок по-між кількістю страченого тілом тепла та зміною обсягу води в калориметрі. Визначимо останню через v ; кількість тепла визначимо через q . Щоби встановити потрібний нам математичний зв'язок по-між названими величинами, необхідно спершу обчислити на скільки-саме змінюється обсяг одного грама води при переході в твердого стану до стану рідкого. Один грам льоду при температурі $0^\circ C$ має обсяг $1,09082$ см.³; 1 грам води при тій же температурі виповнює обсяг в $1,00012$ см.³. Таким чином ПРИ ОСТОПЛЕННІ ОДНОГО ГРАМУ ЛЬОДУ ОБСЯГ ЙОГО МЕНШАЄ НА $0,09070$ см.³

Отже тепер ми маємо можливість скласти таку пропорцію:

$$q : 80 = v : 0,09070 \quad /II4/$$

звідки дістаємо:

$$q = \frac{80}{0,09070} \cdot v = 882,02 v \quad /II5/$$

Якщо маса тіла є m , а температура, до якої воно було ogrіте, виносить t , то, визначивши питоме тепло тіла через c , зі взору $q = mct$ та виразу /II5/ дістанемо:

$$c = \frac{882,02 v}{mt} \quad /II6/$$

По тій же методі знаходяться й питомі теплозбирності тіл рідких.

§ 34. Вище ми згадали ще про одну калориметричну методу, а саме про МЕТОД ОХОЛОДЖЕННЯ. На докладному знайомстві з нею ми зупинятися не будемо, бо не потребувало би ширшого математичного трактування справи, й обмежимося тут лише тим що в двох словах окреслимо загальну основну схему названої методи. Вона полягає в тому, що тіло, ogrіте до певної температури t , міститься до оточення, температура якого виноситься 0° , після чого ЧЕРЕЗ ОДНАКОВІ ЧАСОВІ ІНТЕРВАЛИ СПОСТЕРІГАЄТЬСЯ ВАРТОСТІ ЙОГО ТЕМПЕРАТУРИ /яка тягло знижується/. Таке зниження зв'язується математично з іншими фізичними величинами й цією дорогою зрештою підходить до визначення величини C .

§ 35. Практичний ужиток калориметрів не обмежується виключно знаходженням питомих теплозбирностей різних тіл. Калориметри мають ще цілу низку інших важливих застосовань в різних галузях знання.

З одним з таких застосовань ми мали вже нагоду ознайомитися в першій частині нашого курсу /§ 66/ при розгляді досвіду ДАЛЛА по визначенню механічного еквіваленту тепла. Там дорогою калориметричних pomірів знаходилася кількість тепла, витворена певною механічною працею /тертя двох тіл/. Але по за цим ми маємо ще цілу низку застосовань калориметрії в різних галузях сучасного знання. До послуг її звертаються й ХІМІЯ, і БІОЛОГІЯ, і ДИСЦИПЛІНИ ТЕХНІЧНІ. Усякий хімічний процес зв'язаний, як відомо, з переходом тепла від одних тіл до других. Тіло, що бере участь в хімічній реакції, або побирає тепло від інших тіл, або само віддає його назовні. Отже з таким ПЕРЕХОДОМ ТЕПЛА зв'язані не лише ПРОЦЕСИ ГОРІННЯ, а й усі інші хімічні процеси. Є відомим, що дослідження теплового боку усіх таких процесів є справою не аби-якої ваги. Розв'язання її може бути переведеним лише послугами калориметрії. На практиці це досягається тим, що відповідна хімічна реакція переводиться в герметично замкнутій посудині A /рис. 33/, до якої містяться тіла, що мають взяти участь в реакції. Необхідний для переведення останньої газ /наприклад кисень при процесі згорання/ підводиться по трубці aa' , по другій трубці bb' - продукти згорання з посудини A виводяться. Щоб ці продукти, ogrіті у вислід даного хімічного процесу до певної температури, не виносили з собою тепла назовні, термічний контакт по між ними та водою калориметра має тривати, як найбільший час. Для цього вивідна трубка bb' має бути довгою, а щоб вона могла вміститися в калориметрі її обкручується спіраллю довкола посудини A /таку спіралісту трубку ми називатимемо СЕРПАНТИНОЮ/.

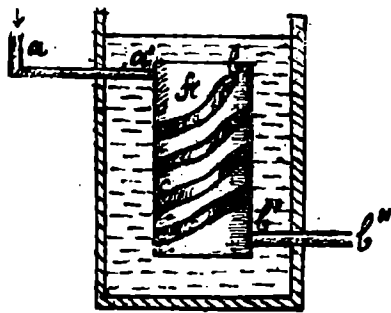


Рис. 33.

Більш докладним пристроєм, ніж описаний вище, є КАЛОРИМЕТРИЧНА БОМБА. Уявляється собою грубостінну цілком ізольовану металеву посудину, виповнену киснем, стиснутим до 20 й вище атмосфер. Процес горіння викликається помітчу електричної іскри від індуктора. Тепло від такої бомби переходить до калориметра повністю.

З послуг калориметрії користує також і ТЕХНІКА. Калориметричною дорогою розв'язує вона, наприклад, таке важливе питання як ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ТЕПЛОТВОРНОЇ ЗДІБНОСТІ РІЗНИХ ОПАЛОВИХ МАТЕРІЯЛІВ /вугілля, нафта і т.инш./

Тією ж дорогою ФІЗІОЛОГІЯ підходить до визначення кількості тепла, що його випroduкують організми різних тварин. Для цього та або інша тварина садовиться до герметично замкненої клітини, забезпеченої сталім допливом кисню, а сама клітина міститься до калориметричної посудини. Таким чином міряється кількість тепла, яку організм тварини отдає зовнішньому оточенню на протязі певного часу.

§ 36. Свого часу ДЮЛОН та ПТІ, переводячи поміри над ПИТОМИМ ТЕПЛОМ РІЗНИХ ХЕМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ, прийшли до викриття певного закономірного зв'язку по-між питомими теплоємностями твердих та рідких тіл і їхніми АТОМНИМИ ТЯГАРАМИ. Характер такого зв'язку легко зрозуміти, розглянувши таблицю, що нижче подається; тут ми маємо вартості в першій шпальті: питомого тепла C , в другій - атомного тягару A , а в третій добутку двох названих величин Ac :

Назва елементів	C	A	Ac	Назва елементів	C	A	Ac
Срібло	0,0552	107,9	6,03	Іод	0,0541	126,9	6,87
Глинець	0,0214	27,1	5,79	Літ	0,9408	7,0	6,59
Бісмут	0,0290	208,0	6,03	Ртуть	0,0333	200,0	6,66
Мідь	0,0910	63,6	5,78	Сірка	0,630	32,07	5,23

Як бачимо остання шпальта містить в собі числа дуже близькі одне до другого, що всі всі вони незначно різняться від числа 6. Отже можемо сказати, що ДОБУТОК ПИТОМОГО ТЕПЛА ТА АТОМНОГО ТЯГАРУ ДЛЯ ВСІХ ХЕМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ ТВОРИТЬ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ, що ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ЧИСЛОМ 6. Це є т.зв. ЗАКОН ДЮЛОНА та ПТІ.

З попереднього викладу бачимо, що закон Дюлона та Пті є ПРИБЛИЗНИМ. У найбільшій мірі підпадають йому МЕТАЛИ; виняток з цього закону складають: вуглець $1/C$, кремень $1/Sc$ та бор $1/3$.

З'ясуємо собі внутрішній зміст закону Дюлона та Пті. Ми знаємо, що числа, які визначають собою атомні тягари, окреслюють собою також і маси грам-атомів, бо грам-атомом даного хемічного елементу називається якраз така його кількість, маса якої виносить стільки грамів, скільки одиниць у собі містить атомний тягар цього тіла. Таким чином ДОБУТОК Ac ВИЗНАЧАЄ СОБОЮ ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКУ НЕОБХІДНО ЗУЖИТИ, ЩОБИ ГРАМ-АТОМ ДАНОГО ЕЛЕМЕНТУ ОГРІТИ НА $1^{\circ}C$. Таку кількість тепла ми назовемо А Т О М - Н И М Т Е П Л О М.

Взявши до вжитку це поняття, ми зможемо закон Дюлона та Пті подати в новій, іншій редакції, а саме АТОМНЕ ТЕПЛО РІЗНИХ ХЕМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ МАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ, що ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ЧИСЛОМ 6 /ДОКЛАДНІШЕ: 5,96/.

В грам-атомах різних елементів міститься однакова кількість атомів; не приводить нас до цікавого висновку, бо показує, що ДЛЯ ОГРІТТИ НА $1^{\circ}C$ ВСЕ ТИХ ЖЕ КІЛЬКОСТЕЙ АТОМІВ РІЗНОМАНІТНИХ ТІЛ ПОТРІБУЄТЬСЯ ЗАТРАТА РІВНИХ ПО МІЖ СОБОЮ ПОРЦІЙ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ.

Закон Дюлона та Пті НЕ Є, як ми вже про те зазначили, ЗАКОНОМ ТОЧНИМ. Однак, навіть і при такому стані річей, ця закономірність є дуже важливою й має не абиякий метафізичний інтерес.

§ 37. Вище /§ 28 / ми вже мали нагоду зазначити про залежність питомого тепла різних тіл від температури. Теж стосується й тепла атомного. З ПІДНЕСЕННЯМ ТЕМПЕРАТУРИ АТОМНЕ ТЕПЛО ЗРОСТАЄ, ЗІ ЗНИЖЕННЯМ ІІ - МАЛІЄ. Для з'ясування цього зупинимось на прикладах срібла та олива.

Температура	Атомне тепло	
	A_2	P_2
- 250°	0,60	2,06
- 200°	3,96	5,53
- 150°	5,17	5,89
- 100°	5,65	6,05
- 50°	5,86	6,20
0°	6,00	6,31

При дуже високих температурах атомне тепло ще помітно зростає. Наприклад для ОЛИВА / Pb / при 310° воно виносить 7,6, для ЗАЛІЗА / Fe / при 500° - 9,8, при 525° - 12,1, для НІКЕЛЯ / Ni / при 1000° - 9,5.

ВУГЛЕЦЬ / C /, БОР / B / та КРЕМЕНЬ / Si /, а також ще й БЕРИЛ / Be / в цьому випадку займають окреме становище. Названі елементи, МАЮТЬ ЗАГАЛОМ НЕЗНАЧНІ АТОМНІ ТЕПЛОЗАБИРНОСТІ /АЛМАЗ - 1,7, ГРАФІТ - 2,1, БОР - 2,8, КРЕМЕНЬ - 4,6, БЕРИЛ - 3,8/, ПРИ ЧОМУ З ПІДНЕСЕННЯМ ТЕМПЕРАТУРИ ВОНИ ЕНЕРГІЙНО ЗРОСТАЮТЬ Й ДЛЯ ДЕ ЯКИХ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУР НАБЛИЖУЮТЬСЯ ДО 6.

Це ми можемо бачити в наступній таблиці:

А л м а з		Г р а ф і т		К р е м е н		Б е р и л	
t	λ	t	λ	t	λ	t	λ
-50°	0,76	-50°	1,37	-40°	3,81	23°	3,62
10°	1,35	10°	1,93	57°	5,13	73°	4,08
206°	3,28	202°	3,56	129°	5,50	157°	4,73
607°	5,30	642°	5,35	232°	5,63	257°	5,29
985°	5,50	978°	5,50				

Подібно до того як для ЕЛЕМЕНТІВ ми ввели поняття про АТОМНЕ ТЕПЛО, для ХЕМІЧНИХ СПОЛУК можна ввести поняття про МОЛЕКУЛЯРНЕ ТЕПЛО. Як показав КОПП / $Kopp$, 1864/ в багатьох випадках МОЛЕКУЛЯРНА ТЕПЛОЗАБИРІСТЬ СПОЛУК є РІВНОЮ СУМІ АТОМНИХ ТЕПЛОЗАБИРНОСТЕЙ СКЛАДОВИХ ЇХ ЕЛЕМЕНТІВ.

§ 38. Перейдемо до розгляду питання про знаходження питомих теплозабирностей тіл ГАЗОВИХ. Ми вже бачили, що в теплових процесгах газів займають виняткове положення й стоять особіно від тіл твердих та рідких. Така винятковість теплової природи газів ставиться тим, що ВСІЛЯКА ЗМІНА В ТЕПЛОВИМУ СТАНІ ЦИХ ТІЛ СПРИЧИНЯЄТЬСЯ НЕ ЛИШЕ ДО ЗМІНИ ЇХНЬОГО ОБСЯГУ, А ТАКОЖ І ДО ЗМІНИ ЇХНЬОЇ ПРУЖИВОСТІ. Таким чином процес теплового розширу тіл газових є більш скомплікованим, а ніж такий же процес тіл твердих та рідких. Щоби взаємно-відокремити два згадані вище впливи температурних змін і кожний з них ізольовати, доводиться калориметричні дослідження над газовими тілами переводити або ПРИ СТАЛОМУ ТИСНЕННІ / $p = const$ /, або ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ. / $v = const$ /. При першій умові зміна теплового стану газу спричинятиметься лише до змін його обсягу, при другій умові вона справлятиме лише зміну його пруживості. Як що ми звернемося до ближчого розгляду кожного з цих двох випадків, то маємо сказати, що ПРИ ДОТЕРМАННІ УМОВИ: $v = const$ УСЯ ТЕПЛОВА ЕНЕРГІЯ, ЯКУ ДІСТАВ ГАЗ ЗІ ЗОВНІ, ІДЕ НА ЗБІЛЬШЕННЯ ЙОГО ПРУЖИВОСТІ, СЕБ-ТО ПОВНІСТЮ ЗУЖИВАЄТЬСЯ НА ПІДНЕСЕННЯ КИНЕТИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ ЙОГО МОЛЕКУЛ. Навпаки при ВИКОНАННІ УМОВИ $p = const$ ТЕПЛОВА ЕНЕРГІЯ НЕ ПЕРЕХОДИТЬ ПОВНІСТЮ В КИНЕТИЧНУ ЕНЕРГІЮ МОЛЕКУЛ, БО ЧАСТИНА ЇЇ ВИТРАЧАЄТЬСЯ НА ПРАЦЮ РОЗШИРЕННЯ ГАЗУ, СЕБ-ТО ІДЕ НА ПОБОРЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ ПРИ ПРОЦЕСІ ЗРОСТУ ОБСЯГУ ГАЗУ.

Отже ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ ЗАТРАЧЕНЕ ТЕПЛО ВІЯВЛЯЄТЬСЯ ПОВНІСТЮ /чим виявом є відповідний зріст пруживості газу/; ПРИ СТАЛОМУ ТИСНЕННІ ЗАТРАЧЕНЕ ТЕПЛО ВІЯВЛЯЄТЬСЯ НЕ В ПОВНІЙ МІРІ, бо частина його обертається в механічну працю, яку при збільшенні газового обсягу внутрішні пруживі сили довершують супроти зовнішнього тиснення. Згадана частина теплової енергії відповідає тому, що має назву УКРИТОГО ТЕПЛА ГАЗОВОГО РОЗШИРУ. Як що ми уважно замислимося над останніми нашими висновками, то, простуючи далі тією ж дорогою абстрактно-логічних міркувань, прийдемо до дуже цікавого й важливого висновку що-до теплових властивостей газових тіл. Отже, виходючи з основних засад енергетики, маємо а *priori* сказати, що

КІЛЬКОСТІ ТЕПЛА, ПОТРІБНІ ДЛЯ ОГРІТТЯ ОДИНИЦІ МАСИ ДАНОГО ГАЗУ ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ, З ОДНОГО БОКУ, І ПРИ СТАЛОМУ ТИСНЕННІ З ДРУГОГО, МУСЯТЬ БУТИ ДО ПЕВНОЇ МІРИ РІЗНИМИ. Така теоретична гадка рішучо стверджується досвідом. Як показує останній для всіх газових тіл ПИТОМЕ ТЕПЛО ПРИ СТАЛОМУ ТИСНЕННІ C_p МАЄ ВАРТІСТЬ БІЛЬШУ, НІЖ ПИТОМЕ ТЕПЛО ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ C_v .

Введемо позначення:

$$\frac{C_p}{C_v} = \kappa;$$

117.1

Тоді для різних газів дістанемо наступні вартості величини κ :

Назва газу	κ	Назва газу	κ
Воздух	1,40	Хлор Cl_2	1,32
Нисень O_2	1,40	Чотириокис вуглецю CO_2	1,305
Азот N_2	1,41	Гель He	1,66
Водень H_2	1,41	Ртутна пара	1,67

§ 39. Ознайомимося з методами знаходження величин C_p та C_v . Зробимо перед тим одне загальне зауваження, що стосується техніки калориметричних вимірів над газовими тілами. Через те, що останні мають незначну густоту й масу, при користуванні звичайними калориметричними методами довелося би брати непомірно-великі порції газу, що без сумніву незвичайно незручно. Через те вживається іншого способу, а саме: певна маса газу, яку містить у собі газометр перемикається через калориметр спеціальної конструкції, основною частиною якого в'являється дуже довга спіральна трубка; проходячи через таку металеву серпантину газ віддає все своє тепло металу серпантини, а цей останній воді калориметра.

Зробивши таке зауваження, звернемося до розгляду схеми досвіду РЕНЬО, в якій він користав при знаходженні питомого тепла газів при сталому тисненні.

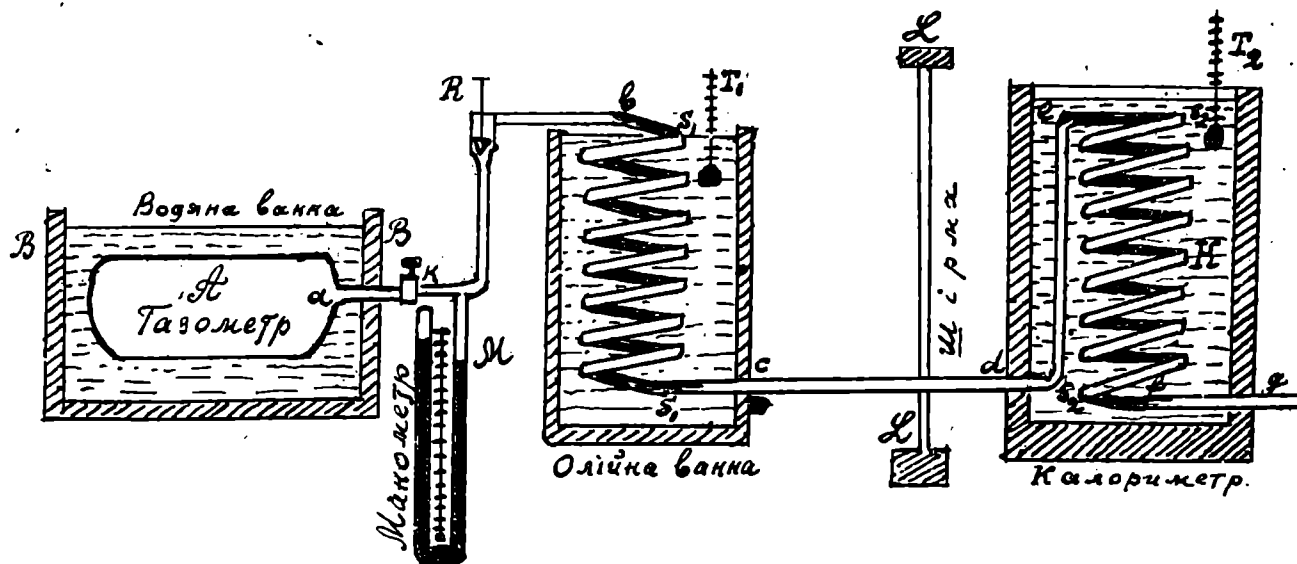


Рис. 34.

§ 40. Перейдемо до розгляду досвіду РЕНЬО по знаходженню питомого тепла газів при сталому тисненні. Схема його подана на рис. 34. Чистий,

осушений газ, що під тисненням у де-кілька атмосфер знаходиться в газометрі A , виходить з останнього по трубці ab й проходить через серпантину s, s , що вміщена до олійної ванни B ; тут він ogrівається до певної температури, яку міряється помітчу термометра T_1 , й простує далі по трубці cd до калориметра K ; пройшовши тут через серпантину s, s газ oddaє воді калориметру своє тепло й виходить далі геть через трубку fg . Первісна та остаточна температури води в калориметрі визначаються за помітчу термометра T_2 . Трубка ab залучена в манометром M , який служить до поміру газового тиснення, що на протязі цілого досвіду має бути СТАЛИМ; цього досягається за помітчу регулятора, яким з'являється шрубовий крант R . Для усунення теплових впливів різних частин установки, калориметр K одгороджується від них шірмою XX .

Перейдемо тепер до складення калориметричного рівняння. Зазначимо калориметричний еквівалент через M , масу газу через m , його питоме тепло через c , початкову температуру /температуру олійної ванни/ через t ; первісну температуру калориметра зазначимо через t_0 , температуру його під кінець досвіду через t_1 . Ми знаємо, що величина c в певній мірі залежить від температури; отже, беручи на увагу, що на початку досвіду газ матиме в калориметрі температуру t_0 , а наприкінці його: t_1 , - за остаточну температуру газу ми повинні взяти пересічну цих двох температур, себ-то $\frac{t_0 + t_1}{2}$ /в тому випадку, коли би темпе-

ратурний інтервал $t_0 \dots t_1$ був би занадто значним, його довелося би поділити на відповідну кількість менших інтервалів і для кожного з них досвід перевести зокрема/. Отже кількість тепла, яку газ віддав калориметру, визначиться виразом $mc(t - \frac{t_0 + t_1}{2})$.

Кількість тепла, яку дістав калориметр, визначиться виразом: $M(t_1 - t_0)$. Таким чином калориметричне рівняння напишеться:

$$mc(t - \frac{t_0 + t_1}{2}) = M(t_1 - t_0); \quad | \quad 118 \quad |$$

Такий взір вимагає одначе ще введення певних поправок. Бо поперше калориметр під час досвіду випромінює тепло на зовні, а по друге у вислід теплопроводности матеріалу трубки cd тепло переходить по останній від олійної ванни до калориметру. Додавши дві згадані поправки дістанемо калориметричне рівняння в такому остаточному вигляді:

$$mc(t - \frac{t_0 + t_1}{2}) = M(t_1 - t_0) + Q_1 + Q_2; \quad | \quad 119 \quad |$$

Працями Реньо й інших дослідувачів для різних газів знайдено наступні вартости величини c_p :

Назва газу		Назва газу	
Воздух	0,2379	Гель (He)	1,25
Кисень (O)	0,220	Чотириокис вуг-	
Азот (N)	0,244	леця (CO_2)	0,218
Хлор (Cl)	0,121	Водяна пара	0,480

Спостереження над різними газами приводять до наступних загальних висновків що-до питомих теплозабирностей при сталому тисненні:

1. ПИТОМІ ТЕПЛОЗАБИРНОСТИ ГАЗОВИХ ТІЛ НЕ ЗАЛЕЖАТЬ ВІД ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ, ПОКИ ВАРТОСТИ ОСТАННЬОГО Є ДАЛЕКІ ВІД ТИХ, ПРИ ЯКИХ ГАЗИ ПОЧИНАЮТЬ СКРОПЛЮВАТИСЯ.

2. ПИТОМІ ТЕПЛОЗАБИРНОСТИ ГАЗОВИХ ТІЛ ЗРОСТАЮТЬ З ПІДНЕСЕННЯМ ТЕМПЕРАТУРИ, ПРИ ЧОМУ ТАКИЙ ЕФЕКТ Є ПОМІТНИМ В ТИМ БІЛЬШІЙ МІРІ, ЧИМ ЗНАЧНІШЕ ДАНИЙ ГАЗ ПО СВОЇХ ВЛАСТИВОСТЯХ ОДСТУПАЄ ВІД ГАЗУ ІДЕАЛЬНОГО.

§ 41. Звернемося до **ЗНАХОДЖЕННЯ ПИТОМОГО ТЕПЛА ГАЗОВИХ ТІЛ ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ**. Розглянемо методу **КЛЕМЕНА /Clement/** і **ДЕЗОРМА /Desormes/**. Уявимо собі, що в нас є **ОДИНИЦЯ МАСИ** газу, температура якого виносить 0° . Вважатимемо, що цей газ перебуває під сталим тисненням і таким чином усяка зміна його теплового стану зв'язана з відповідною зміною обсягу. Надамо нашій газовій масі кількість тепла, рівну C_p . Вислідом цього буде те, що температура газу піднесеться від 0° до $+1^\circ$, а первісний обсяг v_0 перетвориться в новий v_1 . Цей останній визначиться виразом:

$$v_1 = v_0 (1 + f) = v_0 + f v_0; \quad /120/$$

де f є коефіцієнт теплового розширу даного газу. Зміна обсягу Δv виноситься таким чином:

$$\Delta v = v_1 - v_0 = f v_0; \quad /121/$$

Визначимо через q **УКРИТЕ ТЕПЛО ГАЗОВОГО РОСШИРУ**, себ-то ту кількість тепла, яку одиниця маси даного газу витрачає на працю свого розширу, коли її обсяг змінюється на одиницю. Тоді кількість тепла q , яку одиниця маси зужила на свій розшир газу при зміні обсягу на величину Δv , визначиться виразом:

$$q = v_0 f h; \quad /122/$$

Оця кількість тепла q пішла **ВИКЛЮЧНО НА ЗБІЛЬШЕННЯ ГАЗОВОГО ОБСЯГУ**; до піднесення температури газу вона не спричинялася ані в будь-якій мірі. Як що би ogrіття газу відбувалося не при сталому тисненні, а **ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ**, витрати тепла на розшир газу **НЕ БУЛО БИ** і тоді величина q виносила би нуль. Таким чином ми приходимо до висновку, що **ВЕЛИЧИНА q ВИЗНАЧАЄ СОБОЮ РІЗНИЦЮ ПО МІЖ ВЕЛИЧИНАМИ C_p та C_v** .

Отже маємо: $C_p - C_v = q$, або:

$$C_p = C_v + q = C_v + v_0 f h; \quad /123/$$

Звідкіля можемо написати:

$$\frac{C_p}{C_v} = 1 + \frac{q}{C_v} = 1 + \frac{v_0 f h}{C_v} = 1 + \gamma; \quad /124/$$

Величина q означає собою кількість тепла, що при $m=1$ є добутом питомого тепла та температури; а через те величина $\frac{q}{C_v} = \gamma$ означатиме собою певну **ТЕМПЕРАТУРУ**. Ця величина:

$$\gamma = \frac{v_0 f h}{C_v} \quad /125/$$

окреслює собою **ТУ ТЕМПЕРАТУРУ, НА ЯКУ ОХОЛОДУЛА ОДИНИЦЯ МАСИ ГАЗУ ПРИ ЗРОСТІ ЙОГО ОБСЯГУ НА ОДИНИЦЮ**.

Як що безпосередніми досвідними мірами ми знайдемо величину γ то, користаючи зі взору /124/ зможемо обчислити величину $\kappa = \frac{C_p}{C_v}$. Отже

ВИЗНАЧЕННЯ СТОСУНКУ $\frac{C_p}{C_v}$ ДЛЯ ТОГО АБО ИНШОГО ГАЗУ ЗВОДИТЬСЯ ТАКИМ ЧИНОМ ДО ЗНАХОДЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ γ ОХОЛОДЖЕННЯ ГАЗУ ПРИ ЙОГО РОСШИРІ.

На цьому й ґрунтується досвід Клемена й Дезорма /1819/. Досвід цей полягає в наступному: береться герметично - закрита посудина A , яка має дві вивідні трубки з крантами B та C . Помічу першого кранту B встановлюється, або усовується сполучення посудини A зі зовнішнім воздухом; другий крант C служить до сполучення посудини A з ростискальною помпою. До установки долучено манометр M що уявляє собою шкляну трубку E , опущену до посудини P з міцною сірковою кислотою H_2SO_4 . Як що закривши крант B і відкривши крант C почнемо працювати помпою, то в посудині A повстане певний ростиस्क воздуку і у вислід цього меніск течі в манометрі піднесеться на певну висоту. Знаючи питомий тягар манометричної течі, згадану висоту ми завше можемо зредувати до висоти стовпу РТУТНОГО /яка служить мірилом

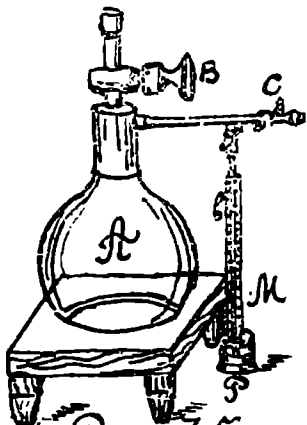


Рис. 35.

барометричного тиснення/. Зазначимо таку зредуковану до ртуті висоту стовпу в манометрі через h . Як що в мент переведення досвіду барометричне тиснення виносило H , то ми скажемо, що тиснення p , під яким знаходився воздух у посудині A , мало вартість: $p = H - h$.

Відкриємо тепер крант B ; тоді до посудини A почне увиходити воздух зі зовні. Цей процес триватиме аж доти поки тиснення в посудині A не осягне вартості H . У вислід зросту тиснення до величини H певний обсяг воздуха, що при тисненні $H - h$ виносив v , зменшиться на певну величину Δv ; при цьому ЯКО ВИСЛИД СТИСНЕННЯ ВОЗДУХУ, ПОВСТАНЕ ТЕПЛО, яке збільшить первісну температуру воздуха t на величину Δt . По впливі певного протягу часу воздух у посудині A охолоне й знову набуде температуру зовнішнього оточення t . У ВИСЛИД такого ОХОЛОДЖЕННЯ ВОЗДУХУ В ПОСУДИНІ A ВІН СТИСНЕТЬСЯ, ПРУЖИВІСТЬ ЙОГО ЗМЕНШИТЬСЯ і через те меніск течі в манометрі знову піднесеться на певну висоту. Нехай вартість останньої, після зредукування її до ртуті, виносить h' . Тоді скажемо, що тиснення, під яким перебуває воздух, виносить $H - h'$.

З поданого вище опису ми бачимо, що наш досвід складається з ТРЬОХ МОМЕНТІВ. Цим трьом моментам відповідають наступні вартості тиснення, обсягу та температури:

	Тиснення	Обсяг	Температура
I	$p_1 = H - h$	$v_1 = v$	$t_1 = t$
II	$p_2 = H$	$v_2 = v - \Delta v$	$t_2 = t + \Delta t$
III	$p_3 = H - h'$	$v_3 = v - \Delta v$	$t_3 = t$

Для моментів I та III обсяги мають РІВНІ вартості, але ОДНАКОВИМИ в'являються вартості температури. Отже до цих моментів ми маємо можливість прикласти закон Бойля; тоді в виразу: $p_3 v_3 = p_1 v_1$ дістанемо:

$$(H - h')(v - \Delta v) = (H - h)v. \quad /126/$$

звідки знайдемо:

$$\Delta v = \frac{v \{ (H - h') - (H - h) \}}{H - h'} = v \frac{h - h'}{H - h'} \quad /127/$$

або остаточно:

$$\Delta v = v_0 (1 + f t) \frac{h - h'}{H - h'}; \quad /128/$$

Для моментів II та III температура має РІВНІ вартості. Через те в цьому випадку з закону Бойля ми вже скористати не можемо. Замість того до двох згаданих моментів прикладемо закон Маріота-Гей-Люсака. Тоді зможемо написати:

$$\frac{p_2 v_2}{1 + f t_2} = \frac{p_3 v_3}{1 + f t_3},$$

звідки дістанемо:

$$\frac{H(v - \Delta v)}{1 + f(t + \Delta t)} = \frac{(H - h')(v - \Delta v)}{1 + f t}. \quad /129/$$

звідки:

$$H(1 + f t) = (H - h') \{ 1 + f(t + \Delta t) \}. \quad /130/$$

З цього взору можемо знайти вираз для Δt : Рескривши дужки в правій частині дістанемо:

$$H(1 + f t) = (H - h') + (H - h') f(t + \Delta t);$$

що можна переписати так:

$$\frac{H(1+ft)}{H-h'} = (1+ft) + f \Delta t;$$

звідкиля:

$$\Delta t = \frac{H(1+ft) - (H-h')(1+ft)}{(H-h')f} = \frac{h'(1+ft)}{(H-h')f}. \quad /131/$$

За помічку вгорів /127/ та /131/ маємо таким чином можливість обчислити величини Δv та Δt . Отже зміні обсягу газу Δv відповідає певна зміна температури Δt . Вище ми бачили, що в тому випадку, коли зміна обсягу одиниці маси виносила $v_0 f$, зміна температури окреслювалася величиною ϑ . На основі цього ми можемо скласти пропорцію:

$$\Delta v_0 : v_0 f = \Delta t \vartheta \quad /132/$$

звідкиля:

$$\vartheta = \frac{\Delta t}{\Delta v} \cdot v_0 f; \quad /133/$$

Величини: v_0 /обсяг одиниці маси газу при 0°C./ та f /коэф. тепл. розшир./ ми маємо право вважати відомими; величини Δv та Δt знаходяться помічку вгорів /127/ та /131/. Отже зі вгору /133/ можемо обчислити величину ϑ .

А, знайшовши ϑ , зі вгору $\frac{c_p}{c_v} = 1 + \vartheta$ обчислимо стосунок $\frac{c_p}{c_v}$; знайшовши безпосередньо по методі Реньо c_p , зможемо нарешті обчислити й c_v .

Напишемо остаточний вираз для величини ϑ , підставивши для цього у вгор /133/ вирази для величин Δv та Δt зі вгорів /127/ та /131/. Тоді дістанемо:

$$\vartheta = \frac{v_0 f h' (1+ft) (H-h')}{f (H-h') v_0 (1+ft) (h-h')} = \frac{h'}{h-h'}; \quad /134/$$

Таким чином для величини K дістаємо наступний вираз:

$$K = \frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{h'}{h-h'} = \frac{h}{h-h'}; \quad /135/$$

Цією дорогою Клемен і Дезорм знайшли, що для воздуха вартість величини K виносить 1,41.

Поміри, переведені пізніше РЕНТГЕНОМ /Röntgen/ дали трохи меншу вартість, а саме: $K = 1,405$.

Метода Клемана та Дезорма не може вважатися цілком точною. Річ у тому, що при стисненні газу, тепло, що при цьому повстає, переходить по часті до стінок посудини, в якій міститься газ, в якій причини піднесення температури самого газу маліє. Цей факт впливає певним чином на висліді помірів.



Р У Х Т Е П Л А

/ТЕПЛОПРОВОДНІСТЬ І ТЕПЛОВА КОНВЕКЦІЯ/.

§ 42. Ми вже мали нагоду звернути увагу на той факт, що при взаємному контакті двох тіл тепло від тіла більш нагрітого переходить до тіла менш нагрітого. Але в полі двох названих тіл можуть виступати й різні частини все того ж тіла. Таким чином приходимо до наступного висновку: **ЯКЩО ТЕПЛОВИЙ СТАН РІЗНИХ ЧАСТИН ЛЮГОГО ТІЛА Є НЕОДНАКОВИМ, ТО В ЦЬОМУ ТІЛІ ВІДБУВАЄТЬСЯ Р У Х Т Е П Л А, ЯКИЙ МАЄ НАПРЯМОК ВІД МІСЦЬ З ВИЩОЮ ТЕМПЕРАТУРОЮ ДО МІСЦЬ З ТЕМПЕРАТУРОЮ НИЖЧОЮ.** При всіх тих же умовах рух тепла в матерії відбувається не завжди однаково. Його **СКОРІСТЬ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД РОДУ МАТЕРІЇ І ДЛЯ КОЖДОГО ФІЗИЧНОГО ТІЛА МАЄ ОКРЕМУ ВЛАСТИВУ ДЛЯ ЦЬОГО ТІЛА ЗАРІСТІСТЬ.** Відповідно до останньої ми називаємо тіла **ДОБРИМИ ПРОВІДНИКАМИ ТЕПЛА** чи **ПРОВІДНИКАМИ ЗЛИМИ.** Отже бачимо, що теплова природа різних фізичних сил характеризується ще однією внутрішньою властивістю їх, якій ми даємо назву **ТЕПЛОПРОВОДНОСТІ.** В тому, що різні тіла мають різну теплопроводність легко переконатись на досвіді. Візьмемо виготовану

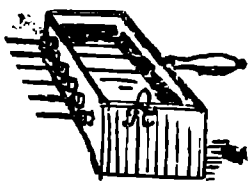


Рис. 36.

з бляхи посудину *A* /рис. 36/, проробимо в ній низку дірок і, заткнувши їх квітками, введемо через останні внутрішні кінці однакових по розміру стрижнів, що вироблені з різних матеріалів: срібла, міді, заліза, скла, дерева й т.п. Покривши всі стрижні тонкою верствою парафіну, наллємо до посудини *A* гарячої води. Тоді побачимо, що за деякий час на стрижнях срібляному та мідяному парафін растопиться повністю, на стрижні залізному не растопленою лишиться незначна його частина, а на скляному та дерев'яному — частина дуже значна.

Візьмемо далі дві однакових розмірів плитки *A* та *B* /рис. 37/, одну мідну, другу — залізну, і приклепаємо їх до третьої плитки *C*. До обох плиток *A* та *B* поприліплюємо воском маленькі кам'яні кульки, так щоб всі вони були розміщені правильно-симетрично зглядно місця



Рис. 37.

стіку плиток. Почнемо після цього нагрівати плитку *C*. Тоді тепло від неї передаватиметься плиткам *A* та *B* й ми побачимо, що кам'яні кульки одна за другою починають свадати до долу. Але цей процес на двох плитках відбувається неоднаково. На плитці мідній він поступає значно скоріше ніж на залізній.

Переведемо ще такий досвід: На триногу Бунзеновської горілки покладемо металеву густу сітку й, пустивши газ, запалимо його ЗДОЛИНИ. Тоді побачимо, що полум'я міститься лише ПІД сіткою й не переходить за її межі /рис. 38/. Змінимо досвід: пустивши газ, запалимо його ЗГОРИ, себ-то над сіткою. Тоді лише НАД нею й побачимо полум'я. Обидва такі ефекти пояснюються тим, що металева сітка має велику теплопроводність і легко перебірає від газових мас тепло, яке передає розігрітому повітрю. На цій властивості металевих сіток ґрунтується конструкція відомої ЛАМПИ ДЕВИ /Деві, англійський фізик/, що вважається як безпечне джерело світла в шахтах та копальнях, де дуже часто бувають присутні в значній кількості різні горючі гази. Лампа Деви /рис. 39/ уявляє собою олійну лампу, горілка якої ото-

чена в усіх боків циліндричною металевою сіткою. Коли у втислід витво эн-

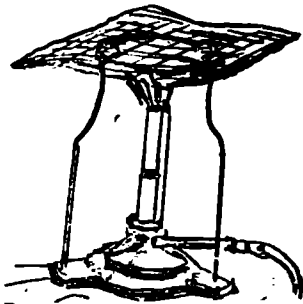
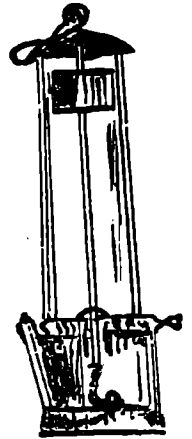
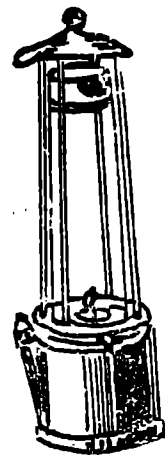


Рис. 38.



Рис. 39.



ня суміші по між вуглеводанами та киснем воздуха, внітрий лампи повстас вибух, він там же локалізується й не переходить по за межі лампи.

Властивість теплопроводности широко використовується на практиці, як у повсякденному житті, так і в техніці. Стінки котлів, радіатори, водяно та воздушно-грівальних установок виготовляються з добрих провідників - металів; мурі будинків та зимовий одяг людини виготовляються нає-пами з провідників злих. Останні загалом широко використовується для за-хисту від зимового холоду /на зиму обєавляється хати соломєю, нею ж обвязуються дерева та труби водотягів й т.инш.;

Досвідне дослідження з'явища теплопроводности показує, що КІЛЬ-КІСТЬ ПЕРЕВЕЗЕНОГО ТІЛОМ ВІД ОДНОЇ ЙОГО ЧАСТИНИ ДО ДРУГОЇ ТЕПЛА ЗАЛЕЖИТЬ:

1/ від РІЗНИЦІ ТЕМПЕРАТУР названих частин. 2/ від ЧАСУ, на протязі якого відбувався процес передачі тепла. 3/ від ГЕОМЕТРИЧНИХ РОЗМІРІВ ТА ФОРМИ провідника і нарешті 4/ від ВНУТРІШНЬОЇ ФІЗИЧНОЇ ПРИРОДИ даного ті-ла. Математично це окреслюється наступним виразом:

$$Q = K \cdot \frac{t - t'}{l} \cdot S \cdot \tau \quad /136/$$

Тут t та t' означають температури, l - довжину стрижня, над яким пере-водиться досвід, S - поле його поперечного перерізу, τ - протяз часу, на-якому переводиться досвід. Цілий вираз $\frac{t - t'}{l}$, окреслює собою т.зв.

ТЕМПЕРАТУРНИЙ СПАД, себ-то те зниження температури, яке припадає на від-далення в один сантиметр. Коефіцієнт K характеризує внутрішні тепло-проводні властивості даного тіла; для різних тіл він має різні числові вартості. Цей КОЕФІЦІЄНТ В Н У Т Р І Ш Н Ї Й О Ї Т Е П Л О П Р О В О Д Н О С Т И ми називатимемо далі ПИТОМОЮ ТЕПЛОПРОВОДНІСТЮ. З'ясуємо внут-рішній зміст величини K . Для цього у виразі /136/ покладемо: $S=1$, $\tau=1$,

$\frac{t - t'}{l} = 1$. Тоді дістанемо:

$$K = Q; \quad /137/$$

себ-то ПИТОМА ТЕПЛОПРОВОДНІСТЬ ОЗНАЧАЄ СОБОЮ ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКА ПРІ-ТЕМПЕРАТУРНОМУ СПАДІ В ОДИНИЦЮ ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ 1 КВ.СМ. ПОПЕРЕЧНОГО ПЕР-РІЗУ ПРОВІДНИКА В ОДНУ СЕКУНДУ.

Таким чином знаючи температури t_1 та t_2 стінок $ABCD$ та $EFGH$

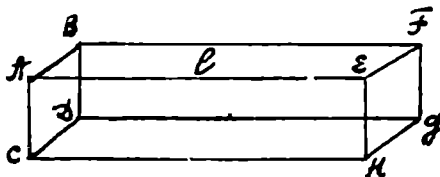


Рис. 41.

/рис.41/ штаби, її довжину l та питому тепло-проводність K матеріалу, з якого ця штаба виго-товлена, ми маємо можливість, на основі вєзру /136/ обчислити ту кількість тепла Q , що прой-шло через одну з цих стінок за даний протяз часу τ . Навпаки, знайшовши безпосереднім поміром величину Q , з того ж вєзру /136/ можемо обчис-лити вартість величини K , для якої дістаємо вираз:

$$K = \frac{Q}{F \cdot \Delta t \cdot \tau}$$

/138/

З цього виразу ми бачимо, що одиницею, в якій міряється величина K , є:

КАЛОРИЯ
СТУПІНЬ. САНТИМЕТР. СЕКУНДА.

Нижче подається вартості питомої теплопроводности для де-яких твердих тіл:

Назва тіл	K	Назва тіл	K
Срібло (Ag)	1,01	Лина (Sn)	0,15
Мідь (Cu)	0,90	Нікель (Ni)	0,14
Золото (Au)	0,70	Сталь	0,12-0,06
Глинець (Al_2)	0,48	Оливо (Fe)	0,08
Магнецит (Mg)	0,38	Бісмут (Bi)	0,019
Цинк (Zn)	0,27	Лід	0,0023
Мосяж	0,20	Шкло	0,0023
Платина (Pt)	0,17	Мармур	0,0012
Залізо (Fe)	0,17-0,14	Сірка (S)	0,0007
		Корка	0,0007
		Гума тверда	0,0004
		Бавовна	0,00004
		Віск	0,00003

В цій таблиці звертає на себе увагу той факт, що різниця в теплопроводностях для металів є часом досить значною, тоді як для тіл неметалевих вона в жадному випадку не є значною.

У КРИСТАЛАХ /крім т.зв. ПРАВИЛЬНИХ/, які тілах анізотропних, ТЕПЛОПРОВОДНІСТЬ В РІЗНИХ НАПРЯМКАХ Є РІЗНОЮ. Ті кристали, що дають з'явище подвійного ламання /ісландський шпат, кварц й т.инш./, виявляють також і відповідну різницю теплопроводностей. ДЛЯ НАПРЯМКУ КРИСТАЛОГРАФІЧНОЇ ВОСИ ПИТОМА ТЕПЛОПРОВОДНІСТЬ КРИСТАЛУ МАЄ МАКСИМАЛЬНУ ВАРТІСТЬ І ДЛЯ НАПРЯМКІВ ДО НЕЇ ПРЯМОВИХ - МИНІМАЛЬНУ ВАРТІСТЬ /стосунок таких вартостей виносить для вапнякового шпату 1:1,12, для кварцу - 1:1,31/.

§ 43. Тіла РІДКІ є загалом провідниками тепла ГІРШИМИ, ніж тіла тверді. В цьому легко переконатися на прикладі води. Виповнимо водою пробирку і на дно її вмістимо за поміччу дроту кавалок льоду. Почнемо тепер ogrівати ГОРІШНЮ частину пробирки аж поки не розпочнеться процес кипіння. Тоді побачимо, що, не дивлячися на те, що вгорі вода кипить, внизу кавалок льоду значний час лишається нерозтопленим.



Як що поверх води, що виповнює посудину АА /рис. 43/ налити верству етеру і запалити останній то, не дивлячися на високу температуру горіння, термометр Z, який міститься на дуже близькому віддаленні від поверхні води, протягом значного часу не виявлятиме підвищення температури.

Нижче подається вартості питомої теплопроводности для де-яких рідких тіл:

Назва тіл	$K(15^\circ)$	Назва тіл	$K(15^\circ)$
Вода при 4°	0,0012	Толуол	0,00031
30°	0,0015	Терпентинова олія	0,00026
Метилловий алкоголь	0,00050	Олива	0,00033

Етиловий алкоголь	0,00042	Гліцерин	0,00067
Етиловий етер	0,00030	Бензина	0,00033
Бензол	0,00033	Нафта	0,00035

§ 44. Тіла ГАЗОВІ з'являються ще ГІРШИМИ провідниками тепла ніж течі. Термо-ізоляційна здібність повітря є добре нам відомою з повсякденного життя. Воздушна верства, що міститься по між подвійними р'янами вікон, у великій мірі затримує вплив тепла з помешкання; так само добудова до хати сіней, робить хату теплішою. Тим же пояснюється велика термо-ізоляційна здібність порожня-вих бетонних цеглин, з яких користає иноді сучасна будівельна техніка. Нижче подається вартості питомих теплопроводностей де-яких газових тіл:

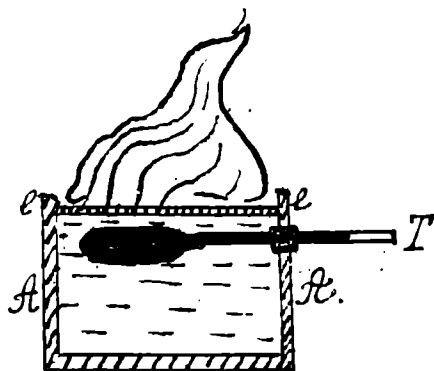
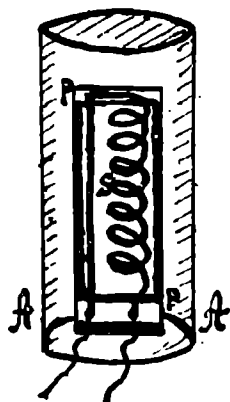


Рис. 43.

Назва тіл	$\kappa (0^\circ)$
Воздух	0,000.057
Водень (H)	0,000.32
Сірковуглець (CS_2)	0,000.032
Гель (He)	0,000.034
Чотирикис вуглеця (CO_2)	0,000.050
Амоніак	0,000.058
	при 203°
Ртутна пара	0,000.018.46

В тому що різні гази мають неоднакову теплопроводність можна легко пересвідчитися на досвіді. Перепустимо через залізну спіралю (рис.44), закріплену на прямовісній стійці PP, електричний ток такої сили, щоб спіраль отримала до температури червоного гарту. Після цього накриємо згори нашу установку шкляним циліндром AA, виповненим перед тим воднем. Тоді побачимо, що дріт спіралі відразу потемнішає; такий зник червоної барви свідчить про зниження температури спіралі, викликане заміною повітря на більш тепло-провідний газ-водень.



Перші дослідження над теплопроводністю газів показують, що величина останньої в значних межах НЕ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ГУСТОТИ ГАЗІВ.

Розгляд трьох наведених вище таблиць поводить нас до того висновку, що ТЕПЛОПРОВОДНІ ВЛАСТИВОСТІ МАТЕРІЇ ПЕРЕБУВАЮТЬ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД СТАНУ її СКУПНОСТІ. Про це можна було би сказати а рхсоді, не ознайомлюючися з вислідами досвіду, а лише спираючись на окреслену нами в своєму місці загальну уяву про тепло. Щоб виразніше зрозуміти через що - саме найбільш тепло-

провідними з'являються тіла тверді, значно меншу теплопроводність мають тіла рідкі й зовсім незначну - тіла газові, дозволимо собі звернутися до такої аналогії: в невеличкій тісній кімнаті міститься значна кількість людей; рух присутніх по кімнаті з причини тісноти, є утруднений. Але через те, що кожна людина стоїть близько до своїх сусідів, у будь-якому напрямку від одного кінця кімнати до другого легко може бути переданим, той або інший предмет; правда, під час своєї мандрівки цей предмет якихсь десять разів перейде з рук до рук, але це не перешкодить названій мандрівці відбутися ДУЖЕ ШВИДКО; бо кожна людина не потребує переходити з місця на місце й працюватиме виключно руками. Крім того, що предмет швидко перемандрує з одного краю кімнати до другого,

ЗА ПЕВНИЙ ПРОТЯГ ЧАСУ МОЖЕ БУТИ ПЕРЕТРАНСПОРТОВАНА ЗНАЧНА КІЛЬКІСТЬ ПРЕДМЕТІВ; бо, взявши предмет від одного сусіда й, не рухаючись з місця, передавши його другому сусідові, особа має можливість негайно ж взяти у першого сусіда новий предмет і знову передати його далі. Уявимо тепер собі, що наша компанія з тісної кімнати вийшла на подвір'я, де місця є вдостатку більше. При таких умовах рух кожної особи буде не до порівняння вільніший, а ніж у попередньому випадку. Але передача предмету з одного кінця подвір'я до його другого кінця не зможе відбуватися так легко й швидко, як то було раніше. Щоби взяти предмет від одного сусіда й перенести його до другого кожній особі доведеться пару разів зробити по-де кілька кроків; а це вже потребуватиме певного часу. Отже при нових умовах РУХ КОЖНОГО ПРЕДМЕТУ ВІДБУВАТИМЕТЬСЯ ПОВІЛЬНІШЕ, НІЖ ТО БУЛО РАНІШ. А ЗА ПЕВНИЙ ПРОТЯГ ЧАСУ ПОЧАСТИТЬ ПЕРЕТРАНСПОРТУВАТИ МЕНШУ, НІЖ ТО БУЛО, КІЛЬКІСТЬ ПРЕДМЕТІВ. Виведемо нарешті нашу компанію з подвір'я на широкий простір поля. Люде розсиплються по ньому, по між кожною парою осіб буде дуже значне віддалення й кожний з членів компанії матиме вже широку можливість до вільних пересувань в усіх напрямках. Присутність інших осіб таким пересуванням перешкоджатиме вже в дуже незначній мірі. Але при наведених умовах операція передачі предметів з одного кінця поля до другого буде дуже утрудненою. З одного боку ПЕРЕДАЧА КОЖНОГО ПРЕДМЕТУ ВИМАГАТИМЕ ДОСИТЬ ЗНАЧНОГО ЧАСУ, з другого боку ЗА ПЕВНИЙ ПРОТЯГ ЧАСУ ПОЧАСТИТЬ ПЕРЕТРАНСПОРТУВАТИ ДУЖЕ НЕВЕЛИКУ, ПОРІВНЯЮЧИ ДО ДВОХ ПОПЕРЕДНІХ ВИПАДКІВ, КІЛЬКІСТЬ ПРЕДМЕТІВ.

Не трудно з'ясувати собі правдивий внутрішній зміст наших аналогій: люде - це молекули, операція передачі предметів - це процес переносу тепла, тісна кімната - тверде тіло, в якому молекули перебувають в значному взаємному наближенні й мають обмежену волю рухів, подвір'я - образ тіла рідкого, де молекули не зв'язані вже так міцно по між собою й мають значнішу волю в своїх пересуваннях, нарешті широке поле - образ тіла газозового, в якому молекули є не до порівняння вільнішими, бо їх взаємні віддалення є значно більшими ніж у тілах твердих та рідких. Ми втратили значний час на ознайомлення з нашими аналогіями; але на тому маємо зиск, бо ці аналогії дають повний образ внутрішніх теплових процесів в різних тілах, рельєфно його окреслюють і легкою дорогою приводять до зрозуміння ЗАЛЕЖНОСТІ ТЕПЛОПРОВІДНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ МАТЕРІЇ ВІД СТАНУ ЇЇ СКУПНОСТІ.

§ 45. Коли, поширюючись у тілі, тепло досягає меж останнього, то, продовжуючи свій рух далі, воно починає переходити від поверхні даного тіла до інших тіл, що складають собою зовнішнє оточення першого тіла. Рух тепла ВНУТРИ ТІЛА характеризувався величиною, яку ми назвали коефіцієнтом внутрішньої теплопровідності. Для охарактеризування теплового руху ПО-ЗА МЕЖАМИ ТІЛА необхідно звести нову, іншу величину, яку ми по аналогії назовемо коефіцієнтом зовнішньої теплопровідності. Під КОЕФІЦІЄНТОМ ЗОВНІШНЬОЇ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ даного тіла ми розумітимемо ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКУ ВІДДАЄ /АБО ДІСТАЄ/ ОДИНИЦЯ ПОВЕРХНІ ЦЬОГО ТІЛА ПРОТЯГОМ ОДИНИЦІ ЧАСУ ПРИ РІВНІЙ ТЕМПЕРАТУРІ ЦЬОЇ ПОВЕРХНІ ТА ЗОВНІШНЬОГО ОТОЧЕННЯ В ОДИН СТУПІНЬ.

Зазначимо коефіцієнт зовнішньої теплопровідності даного тіла через h . Нехай далі t_1 та t_2 означає температури крайніх верств AB та CD /рис. 45/ нашого тіла, а ϑ_1 та ϑ_2 - температури відповідних сусідніх верств зовнішнього оточення. Для простоти вважатимемо, що поле кожної з поверхней AB та CD виносить одиницю. Приймемо, що $\vartheta_1 > t_1 > t_2 > \vartheta_2$, себ-то, що тепло від більш нагрітої частини зовнішнього оточення через наше тіло передається до менш нагрітої частини названого оточення. Тоді, як що тепловий рух набув характеру СТАЦІОНАРНОГО, кількість тепла, яку поверхня AB дістала від зовнішнього оточення протягом одиниці часу, виноситиме $q_1 = h(\vartheta_1 - t_1)$; кількість тепла, яку протягом того ж часу віддала зовнішньому оточенню поверхня CD , виноситиме: $q_2 = h(t_2 - \vartheta_2)$; нарешті кількість тепла, що на протязі того ж часу перейшла від поверхні AB до поверхні CD , виноситиме: $q = \kappa \frac{t_1 - t_2}{l}$, де κ

є взаємне віддалення поверхней AB та CD .

З рівності $q_1 = q_2 = q$ дістаємо: $h(\vartheta_1 - t_1) = h(t_2 - \vartheta_2) = \kappa \frac{t_1 - t_2}{l}$; 1739/

знаючи величини $\vartheta_1, \vartheta_2, l, h$ та κ можемо звідси обчислити температури t_1 та t_2 .

Величина h залежить від цілої низки чинників. Її вартість ставиться не лише внутрішньою фізичною природою самого тіла та зовнішнього оточення, а також і величиною та виглядом поверхні тіла. При поверхні шліфованій h матиме вартість меншу ніж при поверхні шарпавій.

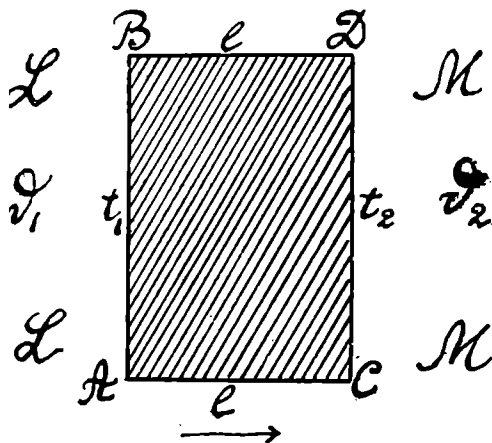


Рис. 45.

не від вартостей обох температур t_1 та t_2 . А через те, що такі вартости

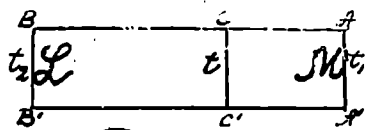


Рис. 46.

в кожному випадку є безпосередньо, зв'язані з тими кількостями тепла, що переріз AA' дістає, а переріз BB' страчує, ми скажемо, що вартість температури t певним чином характеризує собою стан рівноваги по між двома процесами: процесом побирання тепла, та процесом його віддачі. На досвіді з двома штабами - мідяною та залізною, - який було розглянуто в § 42, ми бачили що при все тих же умовах досвіду швидкості температури в різних тілах є неод-

наковим і що для перерізів, рівно віддалених од місця ogrівання, температури мають різні вартости. Для заліза такі температури є нижчими, ніж для міді. З метою з'ясування характеру закономірности по якій відбувається розподілення температур у різних тілах, Деспре Despret' пере-

вів наступний досвід: береться де-кілька шматків ідентичних штаб, виготовлених з відповідних матеріалів. Кожда штаба має правильно розміщені заглибини, однаково віддалені від тих кінців, які піддаються ogrіванню. Остання переводиться на стоянку A поміщу горілки B . Заглибини виповнені ртутю і до них уміщено кульки термометрів $T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, \dots$. Для захисту термометрів од теплового впливу горілки пристрій має ширму S . Для того, щоб всі штаби мали все-туж зовнішню теплопровідність їх укрито верстовою сажі. Як що ми, дочекавши певний час, аж поки рух тепла не зробиться стаціонарним, відмітимо положення верхків ртутних стовпів у різних термометрах, то побачимо, що всі вони розкладаються на певний

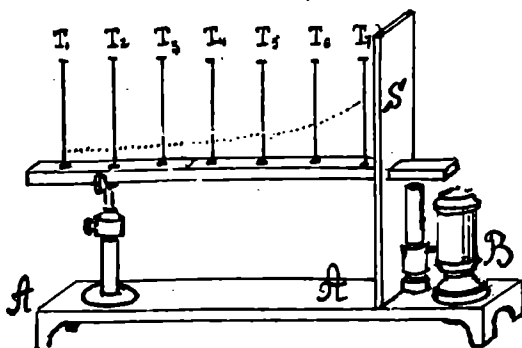


Рис. 47.

кривій лінії. Для кожного тіла така крива матиме властивий, характерний для цього тіла вигляд. При геометричній інтерпретації вислідів експериментальних pomірів ми дістаємо низку відповідних кривих. На рис. 48 ми

маємо такі криві для срібла, мосюжу, заліза, бісмуту та скла.

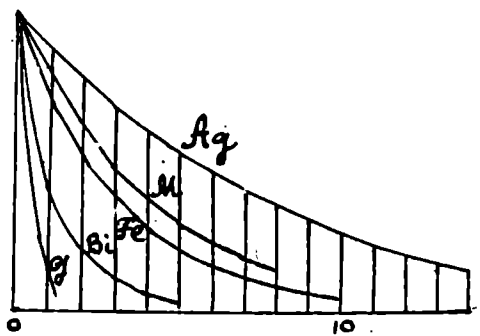


Рис. 48.

§ 47. Свого часу ФУРЬЕ /Jean Baptiste Fourier, 1768-1830/, виходячи з цілком абстрактних міркувань, побудував укінчену теорію поширення тепла в матерії. Не маючи найменшої можливості зупинитися на цій теорії, використаємо лише один з найбільш важливих її висновків. Ним є взір:

$$t_x = t_0 e^{-ax}; \quad /140/$$

де t_0 є надвишка над температурою зовнішнього оточення температури штаби в місці її ogrівання, t_x означає таку ж надвишку в місці, що від першого віддалено на відлеглість x , e є основа натуральних логаритмів, і

нарешті a уявляє собою певну константу, вартість якої залежить від геометричної форми штаби та фізичних властивостей її й зовнішнього оточення. Величина a визначається виразом:

$$a = \sqrt{\frac{p \cdot h}{S \cdot k}} \quad /141/$$

де p означає довжину контуру /"обхват"/ перерізу штаби, S - поле останнього, k та h коефіцієнти внутрішньої та зовнішньої теплопровідностей.

Покладемо у взорі /140/ $x = n, 2n, 3n, \dots$; тоді дістанемо:

$$t_1 = t_0 e^{-an}; t_2 = t_0 e^{-2an}; t_3 = t_0 e^{-3an} \dots \quad /142/$$

відкиля бачимо, що зросту величини x на n відповідає зріст величини t на e^{-an} .

Таким чином приходимо до наступного важливого висновку: КОЛИ ВІДДАЛЕННЯ ВІД МІСЦЯ ОГРІВАННЯ ЗРОСТАЄТЬ В АРИТМЕТИЧНІЙ ПРОГРЕСІЇ, ВАРТІСТІ ТЕМПЕРАТУРИ МАЛЮТЬ В ПРОГРЕСІЇ ГЕОМЕТРИЧНІЙ.

Візьмемо дві ідентичні по геометричній формі штаби, виготовані з матеріалів, коефіцієнти внутрішньої теплопровідності яких мають вартості k_1 та k_2 . Тоді, при однакових умовах ogrівання обох штаб, місця, в яких температура матиме все ту ж вартість t , будуть неоднаково віддалені від місця ogrівання, так що в одному випадку ми матимемо відлеглість x_1 , а в другому - x_2 . Таким чином ми можемо написати

$$t = t_0 e^{-a_1 x_1} = t_0 e^{-a_2 x_2} \quad /143/$$

$$\text{де} \quad a_1 = \sqrt{\frac{p \cdot h}{S \cdot k_1}}, \quad a_2 = \sqrt{\frac{p \cdot h}{S \cdot k_2}} \quad /144/$$

Отже з виразу /143/ маємо $a_1 x_1 = a_2 x_2$, звідкиля, на основі взорів /144/ дістанемо $k_1 : k_2 = x_1^2 : x_2^2$; /145/

собою-то КОЕФІЦІЄНТИ ВНУТРІШНІХ ТЕПЛОПРОВІДНОСТЕЙ ДВОХ ШТАБ СТОСУЮТЬСЯ ПО МІЖ СОБОЮ ЯКО КВАДРАТИ ВІДДАЛЕНЬ ОД ОГРІТІХ ЇХ КІНЦІВ ТИХ МІСЦЬ ОБСХ ШТАБ, ЯКІ МАЮТЬ ВСЕ ТУ Ж ТЕМПЕРАТУРУ.

§ 48. Нам уже відомий той факт, що при всякому припливі зі зовні до тіла тепла, у вислід перетворення теплової енергії в кинетичну енергію часток тіла, молекулярний рух в останньому стає більш інтенсивним. В тілах твердих цей ефект трудно викрити, бо молекули названих тіл перебувають по-між собою в неперушному механічному звязку. Навпаки в тілах рідких та газових, де такого звязку немає й де молекули посідають значну волю руху, згаданий ефект може бути викритим без особливих труднощів. Зовнішнім його виявом є т.зв. КОНВЕКЦІЯ. З'являще конвекції добре нам відомо в практичного життя. Коли поудиноу з водою чи иншою течєю по-

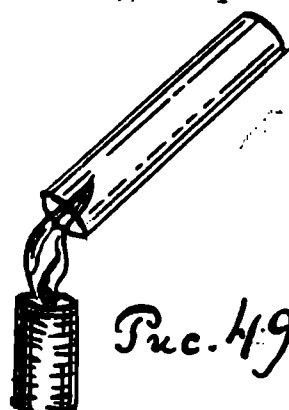


Рис. 49.

ставити на вогонь, то в швидкому вже часі стає помітним квазій рух у масі течі /цей рух спостерігається з особливою виразністю, коли течя має якусь домішку в формі дуже дрібних твердих тіл. Ми бачимо як дрібні верстви течі, густота яких у вислід ogrіття стала меншою, підносяться до гори, а на їхнє місце проступають верстви горішні, що не встигли ще ogrітись, а через те з'являються тягчими від перших. Такий процес конвекційного руху має течі триває звесь час; він не припиняється навіть тоді, коли течя ogrілася до температури кипіння, бо хоча при цьому ціла маса течі має все ту ж температуру, у вислід процесу парування горішні верстви течі зазнають певного охолодження й через те опадають донизу. Конвекція спостерігається так само і в ГАЗАХ. Піднесемо в похилому положенні до верхньої частини полум'я свічки *рис. 49* /рис. 49/ шклянку, відкриту з обох кінців, трубку *LL*. Тоді побачимо, що полум'я вигнеться й кінець його увійде всередину трубки. Пояснення такому з'явищу знаходимо в факті виникнення всередині трубки *LL*, у вислід ogrіття воздушних мас, дрібних конвекційних потоків. Акцією таких конвекційних потоків ставиться "тяга" фабричних димарів. Значна висота останніх мас на меті можливе збільшення названої акції.

Роль мкла в газовій лампі зводиться до зміщення воздушного конвекційного току до такої сили, при якій полум'я забезпечується в належній мірі припливом свіжого воздуха, а з ним і кисню. Брак останнього спричиняється до НЕПОВНОГО згорання газу, у вислід чого полум'я починає виділяти копоть. Під час пожеж конвекційні воздушні токи направляють вогонь до різних відтулин у мурах будинку /вікон, дверей й т.инш./ і тим сприяють, іноді в дуже великій мірі, його поширенню. Конвекція відіграє дуже важливу роль в природі й з'являється не абияким кліматичним чинником. З причини незначної теплопроводності води, температура останньої в морях та океанах з'являється неоднаковою: в місцях рівнинкових вона є значно вищою, ніж біля бігунів і в місцевостях поміркованого пасу. Як вислід такого стану річей у водній оболонці земної кулі повстають сталі конвекційні токи, що дістають назву МОРСЬКИХ ТЕЧІЙ.

Воздух земної атмосфери, що зі значною легкістю переполює через себе соняшне проміння, безпосередньо останнім майже не ogrівається. Цілий процес ogrіття воздушних мас відбувається переважно коштом того тепла, яке атмосфера дістає від самої Землі, перед тим ogrітої Сонцем. У вислід такого стану річей у воздушній оболонці Землі тягло відбуваються енергійні конвекційні процеси. Зовнішньою формою їхнього виникнення з'являються ВІТРИ.

В техніці з'явище конвекції використовується не лише при будові димарів. Як на один з прикладів важливого його застосування вкажемо на ВОДЯНЕ ОГРІВАННЯ помешкань.

§ 49. До цього часу ми ознайомилися з двома формами руху тепла: з ТЕПЛОПРОВОДНІСТЮ та КОНВЕКЦІЄЮ. В першому випадку процес передачі тепла ставиться КОНТАКТОМ по-між молекулами тіла; тепло від однієї молекули переходить до других з нею сусідніх, від кожної з цих останніх передається знову до сусідніх з ними молекул і т.д. РУХ САМИХ МАС ТЕЧІ У ЦІ ПРОЦЕСИ НЕ УВІХОДИТЬ І ЖАДНОЇ РОЛІ В НИХ НЕ ВІДОГРАЄ. У випадку конвекції маємо стан річей цілком протилежний. Тут рухи мас течі, справлені ogrіванням останньої, стоять на першому плані й відіграють основну роль в процесі переносу тепла. На цей раз такий процес не поступає вже крок за кроком - від однієї молекули до другої з нею сусідньої, а йде різко-жвавим і мало-правильним темпом, відбуваючись за рахунок теплового руху рівних частин течі, що звесь час пересуваються одна на місце другої. Таким чином по-між конвекцією та нормальною теплопроводністю існує істотна різниця. В цьому можна легко переконатися й на досвіді. Як що воду в посудині ми ogrіватимемо ЗГОРИ, то цей процес ogrіття цілої маси води йтиме дуже повільно, бо передача тепла від горішніх верств води до верств

долішніх відбуватиметься **ЛИШЕ ЧЕРЕЗ ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ** /що у течей є незначною/. Коли ж почнемо **огрівати воду ЗДОЛИНИ**, то процес піде **жвавим** темпом й вода в недовгому часі **закипить**; такий ефект ставитиметься **конвекцією**, у вислід якої **внутрі течі відбувається тягла заміна** більш **огрітих її мас** масами менш **огрітими**.

§ 50. **Перейдемо тепер до ознайомлення з третьою формою передачі тепла, яка має назву ПРОМІНЮВАННЯ**. До цього часу ми розглядали рух тепла в безпосередньому **скалому звязку** останнього з **матерією**. У випадку **теплопровідності** **матерія в'являлася безпосередньою ареною** **теплого руху**, тим **оточенням**, у **якому відбувається останній**. У випадку **конвекції** **матерія виконує до того ще й роль активного переносника тепла**. Але, як показує досвід, **ПЕРЕНОСЕННЯ ТЕПЛА МОЖЕ ВІДБУВАТИСЯ Й ПО-ЗА МАТЕРІЄЮ**, **БЕЗ ЖАДНОЇ УЧАСТІ ОСТАННЬОЇ В ПРОЦЕСІ ПЕРЕНОСУ**. Як що **огріте тіло А** умістимо **внутрь герметично-закритого балону В** /рис.50/, то до стінок

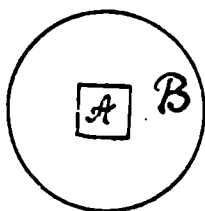


Рис. 50.

останнього тепло передаватиметься від тіла **А** не лише тоді, коли балон міститиме в собі **воздух**, а також і тоді, коли останній буде з балону **випомповано**. Той же досвід, лише на **більшу скалю**, демонструє перед нами **сама природа**. Соняшне тепло, що **з'являється єдиним джерелом** **всього земного життя**, перед тим як у формі **проміння потрапити до меж атмосфери** **нашої планети**, **переходить величезніші космічні простори**, де, як нам відомо, **матерія є відсутня**. Отже приходимо до того **цікавого й важливого висновку**, що **ТЕПЛО МОЖЕ ПЕРЕДАВАТИСЯ Й ЧЕРЕЗ ПОРОЖНЕТУ**. Таку форму передачі ми й називатимемо **ПРОМІНЮВАННЯМ**. Досвід показує, що ця форма передачі тепла є **найвигіднішою**, бо при відсутності **матерії**, що **поглинає тепло**, **остання під час свого поширення не губиться й не розпорошується**. Отже бачимо, що **тепло може прибирати форму ПРОМЕНИСТОЇ ЕНЕРГІЇ**. Остання по всіх своїх властивостях, з'окрема по характеру свого поширення нагадує нам **ЕНЕРГІЮ СВІТЛЯНУ**. Через те всі закони **оптики**, що-до **відбивання, ламання, поглинення й т.инш.** зберігають свою **силу й для променистої енергії**. Скорість поширення **теплого проміння є тою же що й скорість проміння світляного**. Для **перевірки** **на** **винесить 300000 км/сек**. Таким чином **ПРОМЕНИСТЕ ТЕПЛО** ми маємо розглядати, як **одну з видів хвилястого руху тієї гіпотетичної універсальної субстанції, яку ми умовилися називати СВІТОВИМ ЕТЕРОМ**.

Отже бачимо, що по-шіх випромінюваннями **світляними та тепловими** існує **скорше різниця кількісна, ніж вікниня якісна**. В **правдивості** такого **твердження** **можемо перекопатися на цілій низці досвідів**. По-**оставивши**, **наприклад, на значному віддаленні /2-3 метри/ одне від другого** **двоє угнутих металевих дзеркал і вмістивши до фокусу** **одного з них жаровню з вугіллям /рис.51/, зможемо**

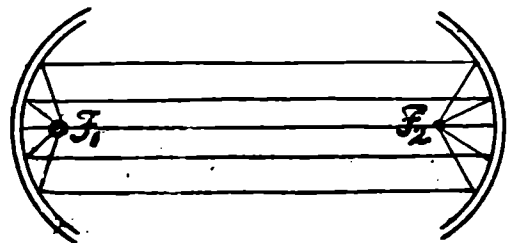


Рис. 51.

запалити сірника, умістивши його до фокусу другого дзеркала. Цією **дорогою** **перевіряємо закони ВІДБИТТЯ ТЕПЛОВИХ ПРОМІНІВ**. Не **трудно** **перевірити також і закони їхнього ЛАМАННЯ**. **Виготовивши велику сочку з льоду за її поміччу** **зможемо зібрати до однієї точки теплове проміння від якогось джерела тепла**; **умістивши до названої точки кавалок льоду**, **за де-який час помітимо, що лід починає ростиоплюватися**.

х/ В **правдивості** цього **переконуємося на прикладі жарових електричних ламп**, які при **праці** **огріваються**, не **дивлячуся на те, що воздух** **внутрі їх розтиснуто до високого степеня**.

Наведені досвіди остаточно переконують нас у тому, що всі закони оптики поширюються й на променисте тепло. Останнє як і світло, відбивається, ламається й поглинається матерією. Як і світло, різні тіла поглинають променисте тепло не однаково. Тіла, через які теплове проміння переходить без значного поглинення, мають назву тіл ДІАТЕРМИЧНИХ; тіла, що теплове проміння поглинають у значній мірі, мають назву тіл АТЕРМИЧНИХ. Тіла ПРОЗОРИ, себ-то такі, які вільно пропускають світляні промінні, іноді можуть бути АТЕРМИЧНИМИ, себ-то не пропускати зовсім або але пропускати промінні теплові; прикладом того може служити ГЛАЗ, а також ВОДА. Але в твердому стані вона вже є, як то ми бачили, тілом діатермичним. Воздух є тілом прозорим і діатермичним; через те до нас доходить як оптичні так і теплові сонячні промінні. Можуть бути і такі тіла, які з'являються оптично-непрозорими і в той же час пропускати теплове проміння. Таким непрозорим і одночасно атермичним тілом з'являється РОСЧИН ІОДУ /2/ В СІРКОВОЦІ /с. 52/.

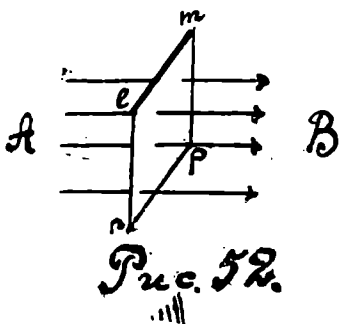
В своєму місці /част. II, § 102/ трактуючи питання про барву прозорих тіл, ми відмітили той факт, що така барва ставиться тим рідом промінів, який з цілого комплексу промінів, що складають себою біле світло, дане тіло пропускає. Таким чином наприклад червоне скло видається нам таким через те, що з цілої спектральної групи через нього проходять єдині червоні промінні. Таким чином всяке оптично-прозоре тіло пропускає через себе світляне проміння лише ПЕВНОЇ, ОЗНАЧЕНОЇ ДОВЖИНИ ХВИЛІ. Подібне до цього має місце і для промінів теплових. В останньому випадку окреслене вище з'являється дістає назву ТЕРМОХРОЗИ. Термохроза може бути викрита лише дорогою спеціальних лабораторних досвідів. Але в той час коли до розрізнення по між собою хвиль неоднакової довжини у випадку світляних промінів ми маємо відповідний орган - око, у випадку теплових ми такого органу не маємо.

Подібне до того як це має місце зі світляною енергією, енергія промениста може перетворюватися в інші форми енергії, зокрема у внутрішнє тепло тіл, з яким променисту енергію не слід ототожнювати, хоч вона з теплом і повстає. Справді по між ними існують кардинальні, істотні різниці: по-перше внутрішнє тепло конче зв'язано, як про те вже ми зазначали, з матерією; в той час, коли промениста енергія в такій залежності від матерії не перебуває. По-друге при своєму поширенні промениста енергія слідує тим же законам, яким підпадає світло, себ-то розходить в ПРОСТОЛІНІЙНИХ НАПРЯМКАХ, що не має місця при внутрішньому поширенні тепла. Процес перетворення внутрішнього тепла матеріальних тіл у променисту енергію ми називатимемо ВИСІЛАННЯМ або ЕМІСІЄЮ, процес перетворення променистої енергії в тепло, або інші види енергії назвемо ПОГЛИНЕННЯМ, або АБСОРБЦІЄЮ.

§ 51. Встановивши повну ідентичність внутрішньої природи проміння теплого та світляного, ми можемо поширити на перше в тих усі ті поняття та визначення, які свого часу були нами встановлені при дослідженні другого з них. Отже в першу чергу доведеться сказати про НАПРУЖЕННЯ ТЕПЛОВОГО ПРОМІНЮВАННЯ. Окреслення цього поняття є цілком аналогічним тому, яке ми свого часу подали при розгляді з'яви оптичних /част. II, § 51/. Отже під НАПРУЖЕННЯМ ТЕПЛОВОГО ПРОМІНЮВАННЯ МИ РОЗУМІВАТИМО ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ, ЯКУ ОДИНИЦЯ ПОВЕРХНІ ДАНОГО ДЖЕРЕЛА ТЕПЛА ВИПРОМІНЮЄ В ПРЯМОМУ ДО НЕЇ НАПРЯМКУ НА ВІДДАЛЕННЯ В ОДИНИЦЮ.

Отже, коли ми маємо рівнобіжний змук теплових промінів AB /рис. 52/, то мірою його напруження буде та кількість променистої енергії, яка за одну секунду пройде через площинку $cmpr$, поле якої виносить 1 см.

Якщо напруження променистої енергії позначимо через j , то ціла кількість Q такої енергії, що в одну секунду випромінює в нормальному до неї напрямку на віддалення в 1 см. певна поверхня, поле якої виносить S , окреслиться виразом $Q = j \cdot S$.



Як же випромінювання відбуватиметься в напрямку, відмінному від нормалі до нього, що в останнім справляє певний кут α /рис. 53/ то кількість променистої енергії відповідно маліше й стає рівною Q_α де

$$Q_\alpha = Q \cdot \cos \alpha = f \cdot S \cdot \cos \alpha. \quad /146/$$

Величина Q_α окреслює собою СИЛУ ВИПРОМІНЮВАННЯ В НАПРЯМКУ, що ВИЗНАЧЕНИЙ КУТОМ α . Як же віддалення винеситиме не 1 см., а z см., то величина Q_α відповідно зменшиться й ми дістанемо нову кількість енергії $Q_{\alpha z}$, що окреслиться виразом

$$Q_{\alpha z} = \frac{Q_\alpha}{z^2} = \frac{f \cdot S \cdot \cos \alpha}{z^2}; \quad /147/$$

Отже бачимо, що СИЛА ВИПРОМІНЮВАННЯ є ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КВАДРАТУ ВІДДАЛЕННЯ.

Як же на дорозі поширення теплових промінів, прямо до напрямку цього поширення, ми поставимо пласинку, поле якої винеситиме не 1 кв.см., а S' кв.см., то кількість променистої енергії що припаде на названу пласинку, винеситиме

$$R = Q_{\alpha z} S' = \frac{f S \cos \alpha S'}{z^2}; \quad /148/$$

Як же та ж пласинка буде певним чином нахилена й нормаль до неї з напрямком поширення теплових промінів справлятиме певний кут β /рис. 53/, то кількість енергії R відповідним чином зменшиться й стане рівною

$$R_\beta = R \cos \beta = \frac{f S \cos \alpha S' \cos \beta}{z^2} = \frac{Q_{\alpha z} S \cos \beta}{z^2} /149/$$

При все тому ж джерелі теплової енергії й різних віддаленнях z_1 та z_2 ми матимемо /вважаючи $\alpha = 0, \beta = 0$ /

$$Q_1 = \frac{f S}{z_1^2}; \quad Q_2 = \frac{f S}{z_2^2};$$

звідкиля:

$$Q_1 : Q_2 = z_2^2 : z_1^2 \quad /150/$$

сб-те СИЛИ ВИПРОМІНЮВАНЬ СТОСУЮТЬСЯ ПО МІЖ СОБОЮ ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО КВАДРАТІВ ВІДДАЛЕНЬ.

З виразу /149/ бачимо, що $R_\beta < R$. У цьому знаходимо пояснення через що-саме Земля ogrівається соняшним промінням найбільше вполудні й найменше - вранці та увечері /а також взимку менше ніж улітку/.

§ 52. Кількість тепла, яку ogrіте тіло випромінює до зовнішнього оточення, В ЗНАЧНІЙ МІРІ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ВИГЛЯДУ ПОВЕРХНІ ТІЛА, при чому в цьому випадку відіграє роллю як ХАРАКТЕР поверхні, так і її БАРВА. Як загальне правило, тіла з поверхнею ТЕМНОЮ та ШОРСТКОЮ випромінюють тепла БІЛЬШЕ ніж тіла з поверхнею ЯСНОЮ та ГЛАДЕНЬКОЮ.

Те ж саме має місце й при ПОГЛИНЕННІ тепла; тіла чорні та з шерсткою, матовою поверхнею абсорбують тепло значно інтенсивніш, а ніж тіла ясні з гладенькою, глянцевою поверхнею. В цьому легко переконатися різними способами на досвіді. Найкраще взяти для того дифференціальний газетний термоскоп /рис. 54/, один з резервуарів якого /В/

зкрито зерсткою сажі. Виставивши термоскоп на сонце побачимо, що ртутний стовпик пересувається в напрямку від резервуару В до резервуару А. А це показує, що резервуар В поглинає тепла більше, ніж резервуар А. ТЕРМОЕМОСТІНА ЗДІВНІСТЬ будь-якого тіла та його ТЕРМОАБСОРБІВНА ЗДІВНІСТЬ як побачимо далі, зв'язані між собою, і чим більшою /меншою/ є одна, тим більшою /меншою/ з'являється і друга. Як же виповнимо водою дві

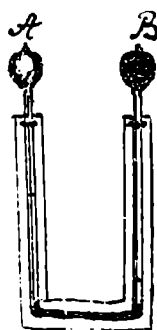


Рис. 54.

однакові шкляні пробирки й одну з них лишимо в звичайному стані, а поверхню другої вкриємо сажом, то при всіх тих же умовах друга пробирка з одного боку швидче оґріватиметься ніж перша, а з другого боку швидче і остигватиметься. Факт значного змiщення абсорбції теплових промiнiв при покритті поверхні того або иншого тiла сажом, використовується на практиці при побудові рiзних пристроїв. Згадаймо тут мiж иншим про дуже вдалий демонстраційний пристрій, яким є Круксiв РАДІОМЕТР. Уявляє він собою /рис.55/ шклянну посудину з розрiдненим до значного степеня

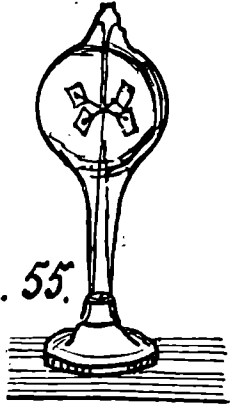


Рис. 55.

воздухом, у якій міститься легенький млинок; луснякові крильця останнього з одного боку є глянцеvitими, з другого вкриті сажом. Як що помістити такий пристрій поблизу якогось джерела тепла /наблизити до лампи або поставити на сонці/, то млинок приходить у рух, таким чином, що вкриті сажом крильця віддаляються від названого джерела, а не вкриті - до нього наближуються.

Залежність термоабсорбційної та терсеємісійної здібності від характеру поверхні та його барви використовується як у повсякденному житті, так і в науковій практиці. Влітку найкращим є БІЛИЙ одяг, узимку навпаки одяг ЧОРНИЙ; каплі грубок, призначених до опалення помешкань вкриваються пелівом, що надає їхній поверхні рівний, глянцеvitий вигляд; стінки калориметрів етшлі-

фуються.

§ 53. До виміру сили випромінювання рiзних теплових джерел служать особливі пристрої, які несуть загальну назву АКТІНОМЕТРІВ. Простішим із них є ПІРГЕЛІОМЕТР ПУЛЬС /Pouillet/, що служить до виміру сили соняшного промінювання. Уявляє він собою /рис.56/ циліндричну срібну посудину А, виповнену водою; стінку посудини, що звернена до сонця, вкрита верствою сажі. За поміччю відповідного пристосування вісь пристрою встановлюється в напрямку соняшних промiнiв, так що останні на вкриту сажом стінку посудини А спадають нормально. Степень зґріття води в посудині А визначається термометром, резервуар якого міститься всередині названої посудини.

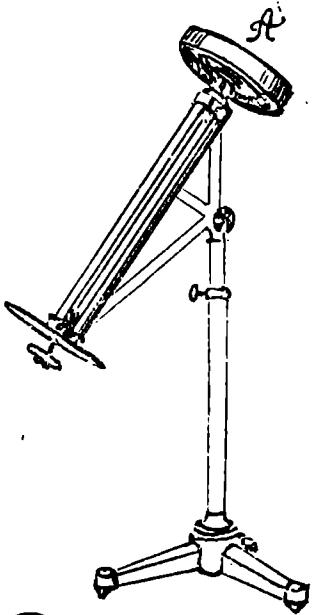


Рис. 56.

§ 54. Ми вже зазначали, що промениста енергія у всіх своїх виглядах підпадає все тим же закономірностям і що всі основні закони, встановлені для проміння світляного, поширюються і на проміння теплове. Зокрема це стосується процесу ВІДБИВАННЯ. Як що теплове проміння здибує на дорозі свого поширення поверхню якогось тіла, то від останньої з'являється в більший чи менший мірі - в залежності від її характеру - відбивається. При чому як що поверхня є нерівною, шерсткою, то відбиті промінні мають неоднакові напрямки /див.рис.88 частини II-ої/, що, як і у випадку світла (світляна дифузія), спричиняється до розсіювання енергії. Відбиття бiд яких промiнiв не може відбутися без втрати енергії. Отже НАПРУЖЕННЯ λ' ПРОМІНІВ ВІДБИТИХ ЗАВЖДИ БУДЕ МЕНШИМ, ОД НАПРУЖЕННЯ λ ПРОМІНІВ ПЕРВІСНИХ.

Стасунок $\frac{\lambda'}{\lambda} = \rho$ ми назвемо ВІДБИВАЛЬНОЮ ЗДІБНІСТЮ даного тіла. Відбивальну здібність якогось тіла ми визначимо, як що виміряємо поміччю актинометра напруження промiнiв первісних та промiнiв відбитих. Од поверхні цілком гладенької промінні відбиваються в одному-єдиному напрямку і розсіювання теплової енергії місця немає; в тому ж випадку коли поверхня є нерівною і шерсткою, певна частина променистої енергії підпадає РОЗСІЯВАНню, внаслідок чого є відповідне зменшення сили відбитих про-

мінів. Отже можемо сказати, що в загальному випадку, при зустрічі змутка промінів з якимось матеріальним тілом частина промінів од поверхні тіла ВІДБИВАЄТЬСЯ, друга частина після відбиття РОЗСИВАЄТЬСЯ і третя - ПОГЛИ-НЮЄТЬСЯ /АБСОРБУЄТЬСЯ/ масою тіла і нарешті четверта ПЕРЕХОДИТЬ ЧЕРЕЗ ТІЛО. Такий перехід не завжди відбувається однаково і дане тіло, в залеж-ності від його фізичної природи, перепускає через себе більшу чи меншу частину теплових промінів, поглинувши решту їх. Яке вислід цього п'євста-ють тіла ДІАТЕРМИЧНІ та АТЕРМИЧНІ, що про них ми вже згадували вище. Чим у більшій мірі тіло є атермичним, себ-то чим сильніше воно поглинає теп-лове проміння, тим більшим є тепловий ефект згріття цього тіла при пере-ході через нього згаданого проміння. Навпаки тіла діатермичні, що досить вільно перепускають теплові проміни, при переході останніх через них згр-іваються незначно.

В процесі перепускання тілами променистої енергії та її поглинен-ня ОСНОВНУ РОЛЮ ВІДОГРАЄ ДОВЖИНА ХВИЛІ ДАНОГО ПРОМІНЮВАННЯ. Кожде тіло перепускає проміни з певними, означеними довжинами хвиль і поглинає всі інші. Як що ми візьмемо наприклад шкло, то побачимо, що воно перепускає теплові проміни з малими довжинами хвиль й не перепускає промінів зі значними довжинами хвиль. На цьому між иншим базується урядження ОРАНЖЕ-РЕЙ ТА ПАРНИКІВ. Соняшне проміння в значній кількості проходить через їхні шкляні стінки й згріває внутрі їх землю та воздух. Теплові проміни, які висилають останні, мають уже ЗНАЧНО ДОВШІ ХВИЛІ, а через те ці нові трансформовані проміни вже не перепускаються шклом.

Як що ми братимемо стосунки до первісної кількості променистої енергії тих її кількостей, які розсіялися, були перепущені тілом і на-решті ним абсорбовані, то по аналогії з відбивальною здібністю ν діс-танемо величини z, ρ та α , які ми відповідно назвемо здібностями даного тіла: РОЗСИВАЛЬНОЮ, ПЕРЕПУСКАЛЬНОЮ та АБСОРБЦІЙНОЮ.

§ 55. Цілий попередній виклад дозволив нам підійти до зрозуміння того факту, що СВІТЛО Й ТЕПЛО /В ФОРМІ ТЕПЛОВОГО ПРОМІНЮВАННЯ/ УЯВЛЯЮТЬ СОБОЮ ДВІ СПОРІДНЕНІ ФОРМИ ПРОМЕНИСТОЇ ЕНЕРГІЇ, які в основі своєї внут-рішньої фізичної природи з'являються цілком ідентичними. Проміни оптич-ні та проміни термичні є з'явища в певній мірі аналогічні і різниця їх-ньої природи є різницею порядку тільки КІЛЬКОСТНОГО, а ніяк не ЯКІСТНО-ГО. І за такий факт близького споріднення по між проміннями тепловими й проміннями оптичними промовляє сам досвід. Все навіть з повсякденного життя ми знаємо, що завжди ОДНІ ПРОМІНИ ТОВАРИШАТЬ З ДРУГИМ і що лише при досить низьких температурах тіла обмежуються висиланням промінів виключ-но теплових; як тільки ж температура того або иншого тіла наблизилася до "температури червоного гарту", - до невидимих теплових промінів прилу-чається видимі проміни оптичні. Далі тіло ВИСИЛАЄ ВАС ОДНОЧАСОВО ПРОМІ-НІ ОБОХ КАТЕГОРІЙ. І як що спорудити призму з такого тіла, що має здіб-ність перепускати проміни як оптичні, так і теплові, /наприклад з КАМЯ-НОЇ СОЛИ/, то дорогою спектроскопічного дослідження прийдемо до виснов-ку, що ТЕПЛОВІ ПРОМІНІ СКЛАДАЮТЬ КРАЙНЮ НЕВИДИМУ ЧАСТИНУ СПЕКТРУ, ЯКА ДАЛІ БЕЗПОСЕРЕДНЬО ПЕРЕХОДИТЬ У ВИДИМУ ЙОГО /ЧЕРВОНУ/ ЧАСТИНУ. З курсу оптики /Част. II, § 77/ ми знаємо, що теплові інфра-червоні проміни в порівнянні до промінів звичайних оптичних, мають значну довжину хвилі /від 760 до 70000 μ . /; відповідно до цього є незначною їхня частота /395 біліонів й нижче/. Різницею в довжинах хвиль промінів теплових та промінів світляних і пояснюється той факт, що де-які тіла, прозорі для промінів однієї категорії з'являються напівпрозорими чи зовсім непрозо-рими для промінів другої категорії.

§ 56. Нехай ν, z, ρ та α означають відповідно відбивальну, розсі-вальну, перепускальну та абсорбційну здібності даного тіла. Тоді, як що напруження первісного проміння зазначимо через J , вирази $\nu J, zJ, \rho J$ та αJ окреслять собою кількості енергії: відбитої, розсіяної, перепущен-ної та поглиненої. Виходючи з засади збереження енергії маємо написати

$$\nu J + zJ + \rho J + \alpha J = J$$

/151/

або $v + z + \rho + \alpha = 1$ /152/

Як що на досвіді нам пощастить визначити величини v , z та ρ то, користаючи з останнього взору, ми маємо можливість обчислити абсорбційну здібність даного тіла.

Як що тіло є НЕПРОЗОРИМ для даних промінів і має добре ВИЩІФОВА-
НУ ПОВЕРХНЮ, то ми можемо покласти: $\rho = 0$; $z = 0$ тоді вираз /152/ дає:
 $v + \alpha = 1$, або: $\alpha = 1 - v$ /153/

дістаємо важливий практичний взір, що зв'язує по між собою абсорбційну та відбивальну здібності. Металі загалом, особливо срібло, мають велику відбивальну здібність /через що і вживаються для виготовлення дзеркал/ і через те поглинають променисту енергію в незначній мірі. МАКСИМАЛЬНО АБСОРБЦІЙНОЮ ЗДІБНОСТЮ ВОЛОДИЄ САЖА $\alpha = 0,98$, остання зовсім не відбиває проміння $v = 0$ і його не пропускає $\rho = 0$, а лише в незначній мірі розсіває $z = 0,02$.

Тіло, яке абсорбує все проміння, що на нього спадає, сьоб-то таке тіло, для якого виконується умова:

$$v = 0; z = 0; \rho = 0; \alpha = 1; \dots /154/$$

дістає назву АБСОЛЮТНО-ЧОРНОГО.

Абсолютно-чорне тіло уявляє собою певну абстрактну уяву теоретичної фізики. Цьому ідеалу жадно з реальних фізичних тіл не задовольняє; до нього такі тіла можуть лише НАБЛИЖУВАТИСЯ в більшій чи меншій мірі. Не має місця для тіл чорної барви з матовою поверхнею; серед них перше місце, як ми бачили, займає сажа.

За тіло, близьке до абсолютно-чорного, може також уважатися невеличка відтулина в замкненій посудині з непрозорого матеріалу /рис.57/. Промінь, що через відтулину O потрапляє всередину посудини P , багато разів одбивається від стінок посудини, при чім кожне таке відбиття зв'язується з поглиненням та розсіянням енергії. З рештою до відтулини O потрапить така незначна частина первісної енергії, що фактично ми можемо вважати, що вся енергія принесена промінем до посудини P лишилася в її межах. Отже справа стоїть так ніби то відтулина O виконує функції абсолютно-чорного тіла.

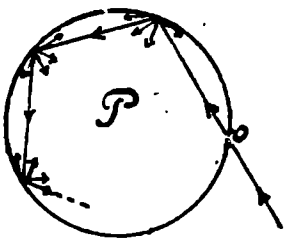


Рис. 57.

Як що ми обчислюватимемо абсорбційну здібність різних тіл для теплових промінів, що висилає відкритий сажом предмет, нагрітий до температури 100°C ., то дістанемо наступну таблицю:

Назва тіл	Абсорбційна здібність	Назва тіл	Абсорбційна здібність
Абсолютно-чорне тіло	1,000	Сталь	0,028
Сажа	0,980	Платина	0,028
Шкло	0,39	Мідь	0,023
Вално	0,76	Срібло	0,022

§ 57. Ми вже знаємо, що ХАРАКТЕР ВИПРОМІНЬОВАННЯ, яке висилає те або инше тіло, ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ТІЛА. При невисоких температурах тіло висилає лише проміні значних довжин хвиль. В міру піднесення температури до названих промінів долучаються ще нові, з більшими довжинами хвиль. ОДНОЧАСОВО з цим ЗРОСТАЄ НАПРУЖЕННЯ ВИПРОМІНЬОВАННЯ; цей зріст має місце для всіх без винятку промінів, однак найвиразніше збільшення напруження помічається для промінів з короткими хвилями. Згідно закону ВІНА /Wien/ ДОВЖИНА ХВИЛІ МАКСИМУМА ВИПРОМІНЬОВАННЯ Є ВІДВЕРТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ТІЛА. На процес зис-

дання тілом поменистої енергії впливає постоє не одна лише температура. Відіграють тут роль і інші чинники, а саме: 1/ **ВНУТРІННЯ ФІЗИЧНА ПІКУРА** даного тіла та 2/ **ВИТІЯ ЙОГО ПОВЕРХНІ**. Таким чином при всіх тих же температурних умовах **ЕМІСІЙНА ЗДІБНІСТЬ** /себ-то кількість теплової енергії, що випромінюється одиницею поверхні/ **РІЗНА** ТІЛ С РІЗНОЮ ВІДПОВІДНОСТЮ можна без труднощів переконатися на досвіді. До посудини **A**

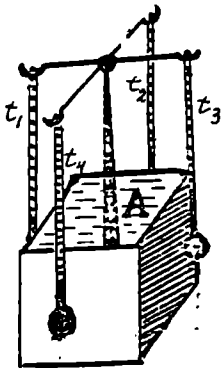


Рис. 58.

/рис. 58/, бічні стінки якої зроблено з різних матеріалів /шкло, мідь й т. інш./ наливається гарячої води й через певні інтервали часу спостерігається температурні показання чотирьох термометрів t_1, t_2, t_3, t_4 уміщених проти кожної зі стінок. Досвід можна зваріювати таким чином, що всі стінки виготовлені з усе того ж матеріалу, але мають різні поверхні: одна відшліфована, друга звичайна, третя матова, четверта - вкрита сажою. Дією цього можна переконатися, що **НАМЕНШУ ЕМІСІЙНУ ЗДІБНІСТЬ МАЄ ПОВЕРХНЯ ШЛІФОВАНА**, **НАБІЛЬШУ - ВКРИТА САЖОЮ**. Спираючись на ці досвідні дані й простуючи далі шляхом логічних міркувань, ми не уникаємо приходити до висновку, що **МАКСИМАЛЬНУ ЕМІСІЙНУ ЗДІБНІСТЬ ВОЛОДІЄ АБСОЛЮТНО-ЧОРНЕ ТІЛО**. Для експериментального ствердження цього факту **ЛІМЕР /Lummer/**

та **ПРИНГШТЕЙМ /Pringsheim/** сконструювали пристрій, схема якого подана на рис. 59. Металева посудина **PP** з подвійними стінками виконана

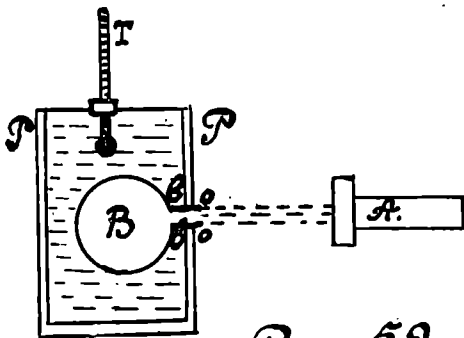


Рис. 59.

тією або іншою течєю, температура якої підтримується на сталій висоті. Посудина **PP** має невеличку відтулину **oo**, від якої всередині посудини відходить коротка трубка **ll**, що далі переходить в куластий балон **B**. Таким чином відтулина **oo** виконує роль абсолютного-чорного тіла. Вмукток теплових променів, що виходить з неї приймається актинометром **A** за поміччу якого й вимірюється напруження промінювання.

Висліди помірів емісійної здібності різних тіл при температурі 100°C подає наступна таблиця.

Назва тіл.	Емісійна здібність	Назва тіл.	Емісійна здібність.
Абсолютно-чорне тіло	1.000	Сталь	0,023
Сажа	0,980	Платина	0,023
Шкло	0,89	Мідь	0,023
Водно	0,76	Срібло	0,022

Якщо порівняємо цю таблицю з таблицею § 56 то побачимо, що вони є цілком ідентичними. Отже приходимо до наступного важливого висновку: **ВСЯКЕ ТІЛО ПРИ ДАНІЙ ТЕМПЕРАТУРІ АБСОРБУЄ ПРОМЕНІСТЕ ТЕПЛО В ТІЙ МІРІ, В ЯКІЙ САМО ВОНО ПРИ ТІЙ ЖЕ ТЕМПЕРАТУРІ ЙОГО ВИСІЛАЄ**. Це є т. зв. **ЗАКОН КІРХГОФА**. Зі змістом його ми вже ознайомилися при дослідженні з'явлення оптичних. Там ми мали, що для всякої довжини хвилі /для кожної барви/ емісійна здібність є рівною здібності абсорбційній; те саме маємо і в даному разі: **АБСОРБІЙНА ЗДІБНІСТЬ ТІЛА ПРИ ДАНІЙ ТЕМПЕРАТУРІ Є РІВНА ЙОГО ЕМІСІЙНІЙ ЗДІБНОСТІ ПРИ ТІЙ ЖЕ ТЕМПЕРАТУРІ**.

Емісійна здібність абсолютного-чорного тіла для абсолютної температури T і довжини хвилі λ позначається символом $E_{\lambda T}$. Як же емісії-

ну та абсорбційну здібності даного тіла зазначим через ϵ та α . то Кирхгофів закон математично може бути окресленим у такій формі:

$$\left(\frac{\epsilon}{\alpha}\right)_{\lambda T} = \left(\frac{\epsilon}{\alpha}\right)_{\lambda T} = \epsilon_{\lambda T} \quad /155/$$

Як що висліди помірів напружень випромінювання ми інтерпретуватимемо графічно. до дістанемо відповідні криві. При сталій температурі $T = \text{const}$ матимемо т. зв. ІЗОТЕРМИ, при сталій довжині хвилі $\lambda = \text{const}$ т. зв. ІЗОХРОМАТИ. На рис. 60 показана серія ізотерм /від 2000° до 6000°C ./ для

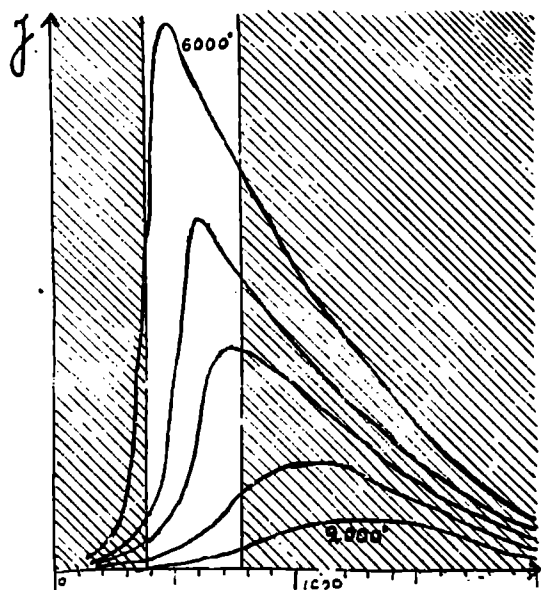


Рис. 60.

абсолютно чорного тіла. Тут правша вісь відповідає ДОВЖИНАМ ХВИЛЬ λ , вісь правовісна - НАПРУЖЕННЯМ ПРОМІНЮВАННЯ. Ясний пас рисунку означає видиму для ока частину спектра, заштриховані місця означають невидимі його частини: ультрафіолетову /менша/ та інфрачервону /більша/. Для всякого тіла можна викреслити комплекс подібних ізотерм; вигляд у них буде таким же, як і в кривих рис. 60; тільки піднесення ізотерм над позомою вісю в останньому випадку буде меншим.

Як що переводити досвід з промінням певної означеної довжини хвилі /"монохроматичним"/ й змінювати температуру тіла, то можна встановити залежність напруження промінювання від цієї останньої. Як показав

ли СТЕФАН /J. Stefan 1835-1893/ та БОЛЬЦМАН /L. Boltzmann 1844-1906/, ПОВНА ЕМІСІЯ АБСОЛЮТНО ЧОРНОГО ТІЛА Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО ЧЕТВЕРТОГО СТЕПЕНЯ АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ. Для тіл натуральних наведений закон є правдивим лише в певній мірі наближення. Як що різниці по між температурою ogrітого тіла і температурою зовнішнього його оточення, до якого при своєму охолодженні тіло випромінює тепло, є незначною, то СТРАТУ ТЕПЛА В ОДИНИЦЮ ЧАСУ МОЖНА ВВАЖАТИ ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО РІЗНИЦІ ТЕМПЕРАТУР /Ньютона закон охолодження/. Таким чином тіло охолоджується тим швидше чим вищою є його температура в порівнянні до температури зовнішнього оточення. Не забуваймо, що нині ввесь час йде у нас мова про охолодження у вислід ВИПРОМІНЮВАННЯ теплової енергії, без найменшої передачі останньої дорогою теплопроводності та конвекції /для чого досвід має переводитися таким чином, що ogrіте тіло міститься до герметично-замкненої калориметричної посудини, з якої випомповано воздух/.

З закону Кирхгофа слідує що при даних температурних умовах найбільшу кількість променистої енергії висилають ті тіла, що мають максимальну абсорбційну здібність і по своїй природі наближуються до тіла абсолютно-чорного; навпаки тіла прозорі для даного промінювання, абсорбційна здібність яких є близькою до нуля, висилають мінімум променистої енергії. Стягає до наступного важливого висновку: ТІЛО ДОСКОНАЛО-ПРОЗОРЕ ДЛЯ ДАНОЇ КАТЕГОРІЇ ПРОМІНІВ $\alpha = 0$ НЕ МОЖЕ БУТИ РАДІАТОРОМ ОСТАННІХ /себ-то не може цих промінів висилати/. Так само незначну емісію дають тіла, які володіють великою відбивальною здібністю наприклад добре відбиті дзеркала. Як що на поверхні такого дзеркала залішимо не відшліфоване місце, то воно емісіонуватиме значніше, ніж решта поверхні. Вкривши це місце чорною барвою побачимо, що емісія його зросла ще більше.

Все, наведене вище, стосується також і промінів світляних. Чорна пляма на відшліфованій поверхні металу при ogrіттю останнього до високої температури, показується яснішим од решти цілої поверхні. Шкло прозоре для промінів оптичних і непрозоре для промінів теплових при розпеченні його висилає значні кількості тепла, але майже не світить. Найбільш яскраві приклади подають спектри; наприклад содове /Na/ полум'я, що поглинає проміння з довжиною хвилі $\lambda = 589 \mu\text{m}$, не єдине проміння лише і висилає

ла.

§ 58. Головним джерелом теплової енергії з'являється Сонце. Віддалене від Землі на 148.000.000 кілометрів воно через широкі космічні простори за посередством свого проміння перетранспортує на нашу планету величезну кількість теплової енергії. Але ця кількість є лише дуже незначною частиною загальної теплової продукції могутнього світила, що по безмежному космічному океану розсилає свою променисту енергію в усіх можливих напрямках. Ціла кількість теплової енергії, яку поверхня Сонця випромінює в світовий простір є у 2.250.000.000 разів більшою від тієї кількості, яку дістає Земля. Само собою розуміється, що питання про помір СИЛИ СОНЯШНОГО ПРОМІНЮВАННЯ, містить у собі значний науковий інтерес. Технічно цей помір переводиться за поміччю АКТІНОМЕТРІВ, з найпростішим з яких - пиргеліометром ми вже ознайомилися вище /§ 53/. Останній пристрій не задовольняє однаке ширшим вимогам і низка дослідувачів сконструювала свого часу інші пристрої, значно вільше досконалі. Зокрема належить згадати про АКТІНОМЕТР ВІОЛЯ /Violette/, а особливо про КОМПЕ-САЦІЙНИЙ ПИРГЕЛІОМЕТР АНГСТРЕМА /Knut Angström/.

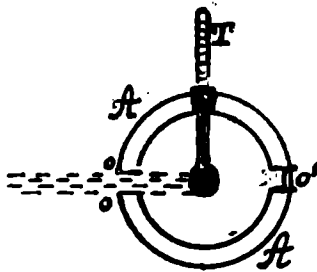


Рис. 61.

Віолів актинометр уявляє собою кулясту посудину *АА* /рис. 61/ з подвійними стінками, просторинь по-між якими виповнено водою. До посудини вставлено термометр *Т*, резервуар якого міститься в осередку кулі. Посудина *АА* має дві відтулини *О* та *О'*, що знаходяться одна супроти другої; відтулина *О'* закрита плиткою матового скла. Маніпуляція з пристроєм переводиться наступним чином: обертаємо кулю *АА* відтулиною *О* до Сонця і надаємо їй таке положення, при якому соняшні проміні, пройшовши через відтулину *О*, проступють далі в напрямку луча кулі й проходять через осередок останньої; щоб досягнути цього користуємося матового скла відтулини *О'*, на яке проєктується тінь резервуару термометра. Піддавши останній на протязі певного часу діянню соняшних промінів, закриваємо ширмою відтулину *О* й стежимо за СПАДОМ ТЕМПЕРАТУРИ. Знайшовши останню й знаючи масу ртуті та її питоме тепло, зможемо ОБЧИСЛИТИ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКУ ТЕРМОМЕТР СТРАЧУЄ В ОДИНИЦЮ ЧАСУ. А ця кількість є РІВНОЮ ТІЙ КІЛЬКОСТІ ЯКУ ТЕРМОМЕТР, ДІСТАВАВ ПРОТЯГОМ ТІєї ж ОДИНИЦІ ЧАСУ; таким чином знайдемо цю останню кількість.

Основну частину Ангстремового пиргеліометра складають дві вузьенькі й тонкі металеві плити, в яких кожна з одного боку закрита верстаком сазі. Одна плита виставляється на соняшне проміння, друга від нього захищається ширмою. Ця плита огрівається поміччю електричного току, при чому ток регулюється таким чином, щоб огріття обох плиток було однаковим. Для того щоб пересвідчитися, що справа дійсно стоїть таким чином, користуємося термоелемента та гальванометра /термоелемент приводиться в контакт з незакопченою стороною плити/; як що гальванометр не дає жадного відхилення, себ-то не виявляє термоелектричного току по між двома плитками, ми можемо стверджувати що тепловий стан обох їх є однаковим. Таким чином кількість променистого тепла, яку перша плита дістала від Сонця, є рівною тій кількості тепла, яку в другій плитці витворив електричний ток. Отже поміривши останню, знайдемо й першу. Велика перевага цієї схеми порівняно з іншими полягає в тому, що обидві плити мають ВСЕ ТУ ж ТЕМПЕРАТУРУ, а через те міксовито відпадають поправки на випромінювання, теплопровідність та конвекцію.

§ 59. Та кількість променистої енергії, яку Сонце в одну хвилину висилає на квадрат. сантиметр земної поверхні, дістає назву "СОНЯШНОЇ СТАЛОЇ". Величина соняшної сталої є близькою до 2 ~~калорій~~ ^{калорій}. Таким чином ціла поверхня Землі дістає величезну кількість теплової енергії, що виносить біля 2 квадриліонів мал. калорій на рік. Як що для зручності пере-

х/ Ця кількість тепла могла би стопити на цій поверхні Землі верству льоду в 50 см. завтовшки.

демо згадану енергію на одиниці енергії механічної, то побачимо, що НА ПРОТЯЗІ ОДНІЄЇ СЕКУНДИ СОНЦЕ ДОСТАРЧАЄ ЗЕМЛІ ЕНЕРГІЮ В 360.000.000.000 HP. З цього великого запасу енергії на долю організованих тварин, в тому числі і на долю цілого людства припадає лише незначна його частина - біля 20.000.000.000 HP.; атмосферні процеси - вітри, бурі і т.инш. забірають біля 100.000.000 HP., Ніагарський водопад містить у собі 20.000.000 HP. ЦІЛА КІЛЬКІСТЬ ЕНЕРГІЇ, ЯКУ СОНЦЕ ВИПРОМІНЬОВУЄ В ОДНУ СЕКУНДУ МОЖЕ БУТИ ВИЗНАЧЕНА ЦИФРОЮ В 800.000 ТРИЛІОНІВ HP.

§ 60. Свого часу курсі оптики /част. II, § 88/ ми показали як, виходячи з ЗАКОНУ ВІНА, можна обчислити температуру Сонця. Там же ми зазначили, що названа температура є близькою до 5320°D. Як не значною є маса Сонця і як не високою в'являється температура його, запаси соняшної теплової енергії не можуть вважатися необмеженими, тим більше, що, як то ми допіру в'ясували, наше центральне світило є великою щедрістю розсилає на всі боки свої багатства в формі тепла та світла. А між тим протягом історичної доби не помічено зниження температури Сонця. Отже само собою постає натуральне запитання: коштом чого саме поповнює Сонце страчені ним через тяглі випромінювання запаси енергії і якою дорогою таке поповнення відбувається. Історія фізики подає нам цілу низку спроб з боку різних осіб дати відповідь на наведене вище запитання. Відомий творець закону збереження енергії німецький лікар РОБЕРТ МАЙЕР /*R. Mayer* 1814-1878/ висловив свого часу думку, що запаси соняшної енергії поповнюються коштом механічної енергії метеоритів, що спадають на поверхню Сонця; жива сила метеоритів перетворюється при цьому в теплову енергію, що і підтримує температуру Сонця на сталому рівні. Обрахунок показує, що для задоволення вимогам Майєрової гіпотези необхідно спадання метеоритів у такій кількості, щоби кожного року на соняшній поверхні наростала нова верства в 20 метрів завтовшки. Таке збільшення соняшних розмірів було би фактично дуже незначним, бо лише за 4000 років позірний промір Сонця збільшився б на 0,1"; таким чином назване збільшення людства з його засобами до опостережень могло би викрити в дуже нешвидкому часі. Але утруднення приходить з іншого боку: окреслене вище спадання метеоритів мало би вплинути на процес обертання Сонця довколо його осі і тягло збільшувати період його обrotу; цього в дійсності не спостерігається, а через те і Майєрова гіпотеза не може вважатися слушною. Більшої уваги заслуговує думка другого видатного фундатора сучасної енергетики ГЕЛЬМГОЛЬЦА /*Hermann von Helmholtz*, відомий німецький фізик та фізіолог, 1821-1894/. Гельмгольц уважав, що компенсація витрат соняшної енергії відбувається через СТИСКУВАННЯ САМОГО СОНЦЯ. Такий процес стискування постає як вислід охолодження Сонця і зв'язаного з ним збільшення його густоти; у вислід названого процесу в соняшній масі розвивається внутрішнє тепло, коштом якого і підтримується на певній висоті температура Сонця.

§ 61. Для існування та розвитку органічного життя є потрібним не лише світло, а також і тепло, бо всякий організм може існувати тільки в певних температурних умовах. Отже без того тепла, яке несе в усі куточки нашої системи соняшні проміння, як на Землі, так і на інших планетах цієї системи, не було би можливим існування органічного життя, навіть в найпримитивніших його формах. Усі процеси природи увесь той Рух, що в'являється характерною ознакою життя, ставиться виключно акцією нашого центрального світила. Раптове згаснення Сонця опричинилося би до такого ж раптово припинення всіх метеорологічних та кліматичних процесів і протягом найкоротшого часу обернуло би величкий океан земного життя в страшну пустелю темряви і смерті.

§ 62. Крім Сонця існують ще й інші, хоч і далеко вже не такі могутні, джерела тепла. З поміж них у першу чергу слід згадати про саму ЗЕМЛЮ, що колись, одірвавшись від Сонця, уявляла собою таче ж, як і воно, розпечене тіло, але у вислід незначности своєї маси /маса Землі ви-

носить ----- маси Сонця/ швидко порівнюючи охолело й вкрилося значної товщини твердою оболонкою. Однак, охолонувши на периферіях, Земля зберігла до цього часу високий тепловий стан своїх внутрішніх мас, начому демонстрацію якого ми маємо у вулканічних вибухах; за те ж промовляє й існування горячих джерел. Близьке дослідження цього питання показує, що в міру опускання вглиб земної кулі температура тягло підноситься, при чому піднесенню на 1°С. відповідає /ПЕРЕСІЧНО/ ЗНИЖЕННЯ НА 33 МЕТРИ. Остання величина дістає назву ГЕОТЕРМІЧНОГО ГРАДІЄНТУ.

Тепло, як нам відомо, уявляє собою нижчу форму енергії, в яку зрештою переходять всі інші її форми. Через те всяке джерело енергії механічної, електро-магнітної, хімічної може кінцем-кінцем нами розглядатися як джерело енергії теплової. Таким джерелом тепла можуть наприклад уважатися два елементи, зв'язані по-між собою хімічним своєюством. При сполученні їх в одне складне хімічне тіло відбувається процес виділення вільної хімічної енергії й переходу останньої в тепло. Радіоактивні тіла, що висилають з себе різні промінювання матеріальної, електричної та електро-магнітної природи, дають тепловий ефект виключної сили /величина останнього ставиться тою значною шкороштю /а через те й значною кінетичною енергією/, якою володіють матеріальні часточки α -промінів/. Коли обрахувати кількість тепла, яку має виділяти з себе протягом однієї години кілограм чистого хлористого радія, то дістанемо величину близьку до 100 великих калорій; це на один рік дає 870.000 великих калорій. Щоби витворити таку кількість тепла довелося би спалити 110 кілогр. вугілля. Отже бачимо, що всередині атомів різних хімічних елементів сконцентровано величезні запаси енергії, що при певних умовах /у тілах радіоактивних/ можуть з них виділятися й прибирати форму тепла.

4. ЗМІНА СТАНУ СКУПНОСТІ МАТЕРІЇ.

§ 63. До цього часу ми розглядали подвійний вплив тепла на фізичні тіла, а саме вплив його на ОБСЯГ тіла та на їхню ТЕМПЕРАТУРУ. Але по-за цим існує ще й третій вплив тепла, більш глибокий, а через те й більш важливий ніж попередні, вплив, що має своїм наслідком ЗМІНУ ВНУТРІШНЬОЇ ПРИРОДИ даного тіла. Лишаючи в стороні ті випадки коли такі зміни носять ХІМІЧНИЙ характер /різні хімічні реакції, що відбуваються у вислід температурних змін елементів та сполук/, зупинимося на ближчому ознайомленні зі впливом тепла на ФІЗИЧНУ природу різних тіл. Такий вплив має своїм виявом ЗМІНУ СТАНУ СКУПНОСТІ матерії. Отже в послідовному викладі ми маємо розглянути умови, при яких відбуваються різні форми таких змін, а саме переходять тіл: з твердого стану до стану рідкого /ТОПЛЕННЯ/, з рідкого до твердого /ТУЖАВІННЯ, замерзання/, з рідкого до газового /ПАРОВАННЯ/ та з газового до рідкого /СКРОПЛЕННЯ або КОНДЕНСАЦІЯ/. До наведених основних форм слід ще додати також і т.зв. СУБЛІМАЦІЮ, себ-то безпосередній перехід матерії зі стану твердого до стану газового або навідворот. Іноді тверде тіло, у вислід контакту його з тілом рідким, може переходити в особливий стан, що має назву СТАНУ РОСЧИНЕННЯ. Росчини, як нам відомо уявляють собою певні ФІЗИЧНІ сполучення, що кардинально відрізняються від сполучень ХІМІЧНИХ. При даних умовах стан кожного розчину залежить від його теплового стану: зріст температури викликає послідовний перехід твердого тіла в розчин /РОСЧИНЕННЯ тіла/, зниження температури спричиняється навпаки до виділення твердого тіла з розчину /КРИСТАЛІЗАЦІЯ/. До з'ясування залежності всіх означених вище процесів од теплового стану тіл ми й маємо нині звернутися.

§ 64. Для більшості твердих тіл значне ооріття їх має своїм безпосереднім вислідом ТОПЛЕННЯ цих тіл; при цьому, як показує досвід, процес топлення для різних тіл розпочинається при різних, властивих для них температурах. Не всі однак тіла можуть піддаватися топленню; де-які з них уявляють собою складні хімічні сполучення, які ще до досягнення

температури топлення розпадаються на свої складники й таким чином переставляють існувати.

Існують також тіла, яких не щастить розтопити при найвищих можливих температурах; такі тіла дістають назву ВОГНЕТРИВКИХ. До них належить ВУГЛЕЦЬ /с/, що видимо має найвищу з поміж усіх тіл точку топлення.

Процес топлення, як що він розпочався, не відбувається хвилюво, а для свого довершення потребує певний, більший чи менший час. На протязі цього часу тіло одночасово існуватиме в двох станах - твердому та рідкому. Такі два стани ми в даному випадку називатимемо ФАЗАМИ. Досвід показує, що в тому разі, коли тіло в'являється ЦІЛКОМ ЧИСТИМ, себ-то не має жодних сторонніх домішок. АЖ ДОТИ ПОКИ ІСНУЮТЬ ОБИДВІ ФАЗИ, СЕБ-ТО ЯК ДОВГО ТРИВАЄ ПРОЦЕС ТОПЛЕННЯ, ТЕМПЕРАТУРА ТІЛА НЕ ЗАЗНАЄ НАЙМЕНШИХ ЗМІН. Як що висліді досвіду в'інтерпретувати графічно, прийнявши за координатні осі ВІСЬ ЧАСІВ та ВІСЬ ТЕМПЕРАТУР /рис. 62/, то ми дістанемо

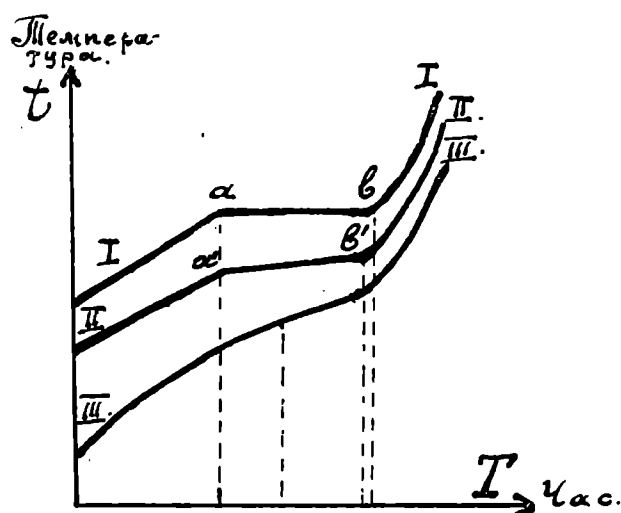


Рис. 62.

криву, типу I. Тут частина цієї кривої ab , рівнобіжна до осі часів, відповідає як-раз процесу топлення, коли одночасово існують дві фази й температура тіла зберігає сталу wartość.

Як що до даного тіла додати в формі домішки якоесь инше тіло, то наведене вище правило вже не буде додержано. В залежності від характеру домішки та відсоткової її кількості, на протязі процесу топлення опостерігатиметься більше або менше ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ. Цьому випадку відповідає крива II нашого рисунку, де відтинok її $a'b'$ вже не має напрямку, рівнобіжного з вісю часів. Додаток різних домішок у значній кількості змінює первісну картину вже кардинальним чином і тоді ми дістаємо криву типу III.

Криві такого типу дають також і ті тіла, перехід яких з твердого стану до рідкого відбувається поступінно /наприклад потас/.

З наведених прикладів ми бачимо, що лише цілком чисті тіла мають сталу температуру топлення й що тільки для таких тіл можуть існувати певні, точно означені вартості останньої.

Нижче ми подаємо таблиці температур топлення, або, як ми далі коротко казатимемо, ТОЧОК ТОПЛЕННЯ де-яких тіл; ці точки в'являються одночасово й ТОЧКАМИ ТУЖАВІННЯ.

ТАБЛИЦЯ I,
/Хімічні елементи /

Назва тіл	Точка топлення	Назва тіл	Точка топлення
Ртуть (Hg)	-38,89	Цинк (Zn)	419,4
Бром (Br)	-7,3	Глинець (Al)	657,0
Фосфор (P)	44,0	Срібло (Ag)	960,5
Потас (K)	62,0	Золото (Au)	1063,0
Сірка {монокл. (S)}	119,29	Мідь (Cu)	1084,0
{ромбичн. (S)}	112,8	Кремен (Si)	1404-1458
Іод (I)	113,0		

х/ При цьому загалом матиме місце "зниження" кривої /наближення її до осі часів.

Літ (Li)	186,0	Нікель (Ni)	1450-1456
Селен (Se)	217,0	Залізо (Fe) { лите	1200
		куте	1600
Діна (Sn)	231,8	Палад (Pd)	1557
Вісмут (Bi)	269,0	Платина (Pt)	1764
Кадм (Cd)	320,9	Ірид (Ir)	2400
Оливо (Pb)	327,4	Тантал (Ta)	2900
		Вольфрам (W)	3270

ТАБЛИЦЯ II.
/Стопи/

Назва тіл	Точка топлення	Назва тіл	Точка топлення
Сталь	1400	Стоп Розе (2Bi, 1Pb, 1Sn)	94
Нейзильбер	1000	Стоп Вуда (4Bi, 2Pb, 1Sn, 1Cd)	60,5
Мосяз	900		

ТАБЛИЦЯ III.
/Ріжні тіла/

Назва тіл	Точка топлення	Назва тіл	Точка топлення
Етиловий етер	- 117,6	Хлор. цинк	290 - 297
Сірковеш (CS ₂)	- 112,0	Хлор. поташ (KSCN)	790
Сірководень	- 85,0	Хлор. сод. (NaSCN)	820
Хролоформ	- 70,0	Шкло	800 - 1400
Алкоголь /абсол./	- 112,3		
Тверпентинова олія	- 10		
Бензол	5,5		
Парафін	50 - 70		
Віск	60 - 65		

ТАБЛИЦЯ IV.
/Г а з и/

Назва тіл	Точка топлення	Назва тіл	Точка топлення
Водень /H/	- 259,0	NO ₂	- 167
Кисень /O/	- 218,0	SO ₂	- 76
Азот /N/	- 210,5		
CO ₂	- 207		
Етилен	- 169,0	CO	- 57

З цих таблиць ми бачимо, що для одних тіл /скроплені гази/ точки топлення з'являються близькими до абсолютного нуля, для інших /платина, ірид, тантал, вольфрам/ сягають по над дві й навіть три тисячі ступенів. Органічні сполуки мають здебільшого дуже невисокі точки топлення /300° й нижче/ й переходять з твердого до рідкого стану без зміни їхнього хімічного складу. Сполуки неорганічні мають точки топлення вищі, а де-які з них наближуються до типу тіл вогнетривалих.

Де-які тіла перед переходом до рідкого стану виявляють РОЗМ'ЯКШЕННЯ; прикладом цього може служити ЗАЛІЗО. Як що ми візьмемо СЕЛЕН, то названий процес розмякшення спостерігатиметься на протязі значного температурного інтервалу /починаючи від температури 500° аж до температури топлення — 2000°. Віск, смоли й де-які інші тіла теж виявляють подібний ефект, лише не остільки виразно, бо здебільшого вони творять собою суміші де-кількох тіл, у той час як селен є тілом простим.

§ 65. Шукаючи пояснення факту незмінності температури тіла /чистого/ на протязі цілого процесу топлення, ми неunikаемо приходимо до того висновку, що ПІД ЧАС НАЗВАНОГО ПРОЦЕСУ ТЕПЛОВА ЕНЕРГІЯ, ЯКУ ТІЛО ДІСТАЄ ЗІ ЗОВНІ, ПОВНІСТЮ ЗУЖИВАЄТЬСЯ НА ПЕРЕВЕДЕННЯ ТІЛА ЗІ СТАНУ ТВЕРДОГО ДО СТАНУ РІДКОГО; ця енергія перетворюється в механічну працю, що спрямована до побільшення взаємних віддалень по між часточками тіла й довершується зовнішніми силами супроти внутрішніх притягальних сил молекул. Таким чином аж поки триває процес топлення вся зовнішня тепла енергія вужиткується виключно на зміну стану скупності тіла через що ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ останнього вона НЕ СПРАВЛЯЄ.

У процесі тужавіння тіла ми маємо діло з тим же фактом сталості температури на протязі цілого процесу. Внутрішня картина останнього є в цьому випадку протилежною першій: тіло переходить з рідкого стану до стану твердого, через що взаємні віддалення по-між молекулами МАЛІЮТЬ — молекули наближуються одна до другої; цю працю взаємного наближення часточок тіла ДОВЕРШУЮТЬ на цей раз самі МОЛЕКУЛЯРНІ СИЛИ. І, як вислід повернення тіла до первісного твердого стану, та зовнішня енергія, яка була свого часу вужита на топлення тіла, тепер СТАЄ ВІЛЬНОЮ й виділяється з тіла в формі тепла. Останнє в процесі охолодження тіла впливає на тепловий стан його таким чином, що АЖ ДОТИ, ПОКИ ВІДБУВАЄТЬСЯ ПЕРЕХІД ТІЛА З РІДКОГО СТАНУ ДО СТАНУ ТВЕРДОГО ТЕМПЕРАТУРА ЙОГО НЕ ЗАНАЄ ЗНИЖЕННЯ й ЗБЕРІГАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ.

З викладеного вище отже бачимо що як у процесі топлення, так і в процесі тверднення ДОПЛИВ ДО ТІЛА ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ ЗІ ЗОВНІ НА ПРОТЯЗІ ЦІЛОГО ПРОЦЕСУ НЕ СПРАВЛЯЄ ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ. Названа енергія не змінює таким чином теплового стану тіла і не може бути виявлена за поміччю термометричних уряджень. З цієї причини вона дістає назву УКРИТОГО ТЕПЛА. Вводячи до вжитку цей термін ми під УКРИТИМ ТЕПЛОМ ТОПЛЕННЯ даного тіла розумітимемо ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКУ НЕОБХІДНО ЗУМІТИ, ЩОБ ОДИНИЦЮ МАСИ ЦЬОГО ТІЛА ПЕРЕВЕСТИ ЗІ СТАНУ ТВЕРДОГО ДО СТАНУ РІДКОГО; так само під УКРИТИМ ТЕПЛОМ ТУЖАВІННЯ ми розумітимемо ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКУ ВИДІЛЯЄ З СЕБЕ ОДИНИЦЯ МАСИ ТІЛА ПРИ ПЕРЕХОДІ ЙОГО З РІДКОГО СТАНУ ДО СТАНУ ТВЕРДОГО.

Видімо, що для кожного тіла укрите тепло тужавіння є рівним укриту тепло топлення. Як що масу тіла мірятимемо в грамах, укрите тепло визначатиметься в малих колоріях, як що ж у кілограмах, то укрите тепло визначатиметься у великих колоріях.

Нижче подається таблиця вартостей укритего тепла для де-яких тіл.

Назва тіл	Укрите тепло	Назва тіл	Укрите тепло
Ртуть (Hg)	2,82	Срібло (Ag)	21,07
Оливо (Pb)	5,37	Платина (Pt)	27,18
Сірка (S)	9,36	Цинк (Zn)	28,13
Цина (Sn)	14,25	Віск	42,3
Мідь (Cu)	43 0	Лід	79,7

Як бачимо НАЙБІЛЬШЕ УКРИТЕ ТЕПЛО ТОПЛЕННЯ МАЄ В О Д А. Цей факт є цікавим і важливим з боку метеорологічного та кліматологічного. Значна вартість укритего тепла топлєння води є причиною, по якій на весні топлєння великих снігових та льодових мас відбувається ПОВІЛЬНО; як би цього не було, ми кожного року були би свідками катастрофальних весняних повінів. При топлєнні на весні сніжно-льодової верстви має місце велика затрата тепла; через те під час цього процесу завше опостерігається зниження температури воздуха. Замерзання річок, озер та морей зв'язується навпаки з виділенням водяними масами укритего тепла; цей факт у приморських місцевостях впливає на підсоння й зиму в цих місцевостях робить м'якшоу.

§ 66. Помір укритего тепла топлєння переводиться звичайною калориметричною методою. Нехай M означає водяний еквівалент калориметра, t_0 - його початкову температуру, t - кінцеву ($t < t_0$), m - масу тіла, c - його пито́ме тепло в твердому стані, c' - в стані рідкому, ϑ - укрите тепло топлєння, ϑ' - первісну температуру тіла, T - температуру топлєння. Тоді кількість тепла, яку стратив калориметр, визначиться виразом $M(t_0 - t)$, а кількість тепла, яку віддало тіло, визначиться виразом: $mc(T - \vartheta) + m\vartheta + mc'(t - T)$. Отже калориметричне рівняння напишеться так:

$$M(t_0 - t) + P = mc(T - \vartheta) + m\vartheta + mc'(t - T). \quad |156|$$

де P є поправка на різні страти тепла калориметром.

§ 67. При температурах, ВИЩИХ од точки топлєння, тіло завше перебуває в рідкому стані. Як загальне правило при температурах од точки топлєння НИЖЧИХ, тіло знаходиться в стані твердому. Одначе при певних умовах від останнього правила тіла можуть відотупати. Такі випадки відповідають тому, що має назву ПЕРЕТОПЛЕННЯ (*Überschmelzung; Surfusion*) або ПЕРЕХОЛОДЖЕННЯ (*Unterhühlung*). Але в той час, коли тверда фаза є ТРИВКОЮ при всяких умовах, рідка фаза в умовах переохолодження з'являється НЕТРИВКОЮ. Як що переохолоджену течу піддати струшуванню, або до неї кинути дрібочок твердої фази того ж тіла, вся вона хутко твердне. При цьому температура течі відразу підноситься до температури топлєння.

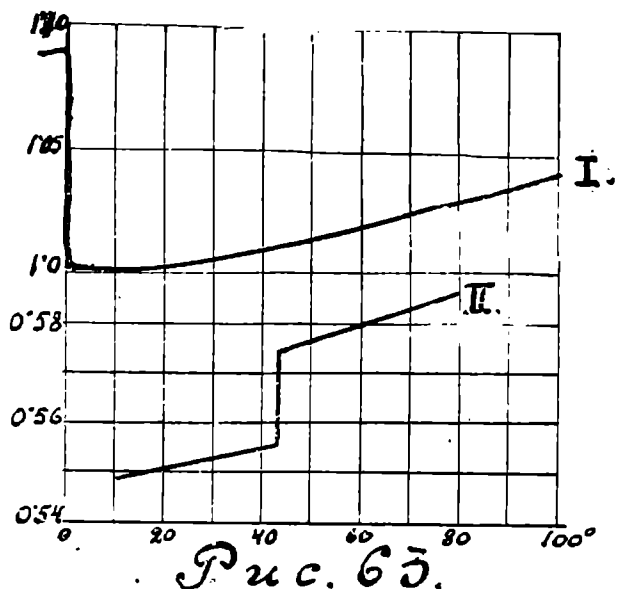
В природі ми здібуємо приклади переохолодження течей: в тумані та хмарах вона нерідко знаходиться в переохолодженному стані й коли водяні краплини вітер дагання зі значною силою на якісь предмети, вони у вислід ударів починають замерзати.

§ 68. Як при топлєнні тіл, так і при тужавінні їхній обсяг змінюється або змінюється. Як загальне правило ПРИ ТОПЛєнні ТІЛА ЗБІЛЬШУЮТЬ СВОЙ ОБСЯГ; одначе є винятки з цього правила й існує група тіл, що навпаки збільшують обсяг при переході з рідкого до твердого стану; до цієї групи належать між иншим: ВОДА, ЧАВУН, БІСМУТ та АНТИМОН ($\frac{1}{26}$). Тіла першої категорії характеризуються таким чином тим, що тверда фаза ПОТОПАЄ в рідкій, а другої категорії навпаки тим, що тверда фаза ПЛАВАЄ в рідкій.

Для виразного окреслення процесу зміни обсягу тіла при переході його з одного стану скупності до другого найаручніше користати з графічної методи. Для цього беремо координатні осі й одну з них приймаємо за ВІСЬ ТЕМПЕРАТУР, а другу за ВІСЬ ОБСЯГІВ. Тоді для кожного тіла дістаємо характерну криву. На рис. 63 маємо дві такі криві: одну /I/ для ВОДИ, другу /II/ для ЧАВУНУ. У першому випадку тверда фаза має більший питомий обсяг ніж фаза рідка й через те крива при топлєнні знижується, в

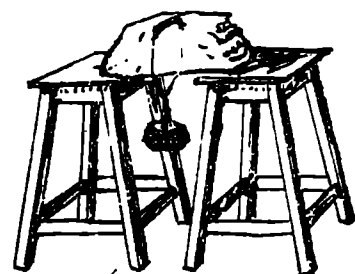
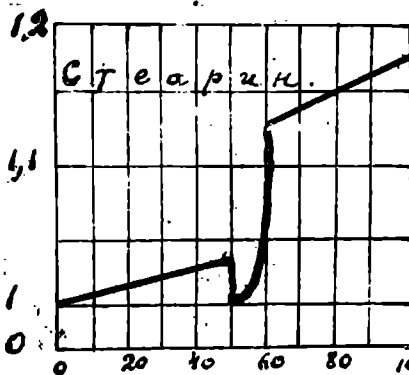
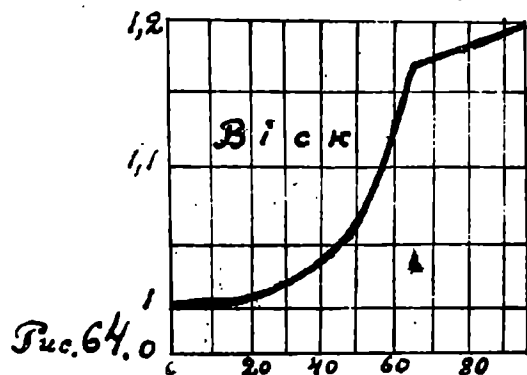
х/Ця властивість чавуна використовується в техніці; при відливанні з нього різних предметів, чавун у вислід розширення при застиганні, заходить до найменших щілин-к і досконало виконує всю форму.

другому випадку тверда фаза має питомий обсяг менший ніж фаза рідка й через те крива підноситься. На рисунках 64 та 65 подані криві для ВОСКУ та СТЕАРИНУ.



§ 69. Тіла, які при топленні зменшують свій обсяг, володіють цікавою властивістю, а саме: їхнє топлення можна справити і без ogrівання, ~~якого~~ ~~одного~~ ~~лише~~ МЕХАНІЧНОГО /ВСЕБІЧНОГО/ СТИСНЕННЯ. До такого висновку приводить нас досвід з ЛЬОДОМ. Перекинувши через кавалок льоду дрiт і прив'язавши до останнього значний груз, /рис.66/ побачимо, що за деякий час дрiт, ростоплюючи під собою лід, перейде через увесь кавалок; останній при цьому не розрізеться на дві частини, а лишиться цілим, бо, увільнившись від тиснення дроту, вода знову перейде з рідкого стану до твердого й з'єднає дві частини кавалка до купи.

Якщо сніг піддати всебічному стисненню, то він ростопиться; коли ж стиснення припинити - вода заморзне й таким чином первісна маса снігу перейде



власн. Ці досвіди пояснюють нам між иншим механізм руху glaciers: у наслід значного тиску одних льодових мас на другі останні починають растоплюватися й таким чином набирають пластичности яка дозволяє їм пересуватися з місця на місце/.

Докладне дослідження даного питання, переведене над тілами обох категорій, приводить нас до наступного загального висновку.

В тілах, що при топленні зменшують свій обсяг, зріст зовнішнього тиснення справляє зниження точки топлення; в тілах же, які при топленні збільшують свій обсяг, зріст зовнішнього тиснення викликає підвищення точки топлення.

До зрозуміння наведених правил можна підійти дорогою найелементарніших міркувань: як що при певній зміні стану скупності обсяг тіла маліє, то зріст зовнішнього тиснення такої зміні сприятиме; як що ж навпаки обсяг тіла зростає, то збільшення зовнішнього тиснення навпаки зміні перешкоджатиме.

Для знаходження залежності точки топлення різноманітних тіл од зовнішнього тиснення різними дослідувачами було сконструйовано відповідні пристрої. Простіший з них було споруджено Бунзенем /Bunsen/.

Бунзенів пристрій уявляє собою нерівноколінчасту шклянну трубку /рис.67/, залотвану в обох кінців. Коліно С в нижній своїй частині має розширення В. Останню, рівним чином як і ту частину трубки, що лежить обидва коліна, виповнено ртутю. Поверх останньої в коліні А міститься тіло К, що підпадає топленню, в трубці В - воздух. Тіла нижньої частини пристрою міститься до гарячої ванни, температура якої з остида-

ки високою, що доводить тіло K до топлення.

У вислід росширу при огріванні ртуть стискує воздух у коліні C , так що пруживість його значно зростає. Величину тиснення воздуха на поверхню ртуті обчислюється по величині зміни його обсягу, що знаходиться безпосереднім віддіком по шкалі, нанесеній на поверхні трубки C . Користаючи в описаній методи, Бунбен знайшов між иншим для ПАРАФІНУ наступні вартости точки стужавіння: при тисненні в I атмосфері — 46,3°; 85 атмосфер — 48,9°; 100 атмосфер — 49,9°.

Дослідження, переведені над низкою тіл ГОЛКИНСОН /Hopkins/, дали наступні висліди:



Рис. 67.

Тиснення в атмосферах	Точки топлення			
	Ворвань	Віск	Сірка	Стеарин
I	51°	64,5°	107,0°	72,5°
519	60"	74,5"	135,2"	73,6"
792	80,2"	80,2"	140,5"	79,2"

На рис. 68 показано пристрій, в якого користав В. ТОМСОН /W. Thomson/ при дослідженнях над водою. Нижня частина його виповнена товченим льодом, температуру якого визначається термометром E /щоби уникнути ушкодження останнього при великих тисненнях його вміщено в особливу замкнену скляну посудину/. До поміру тиснення служить манометр M . З помірів Томсона маємо наступні дані:

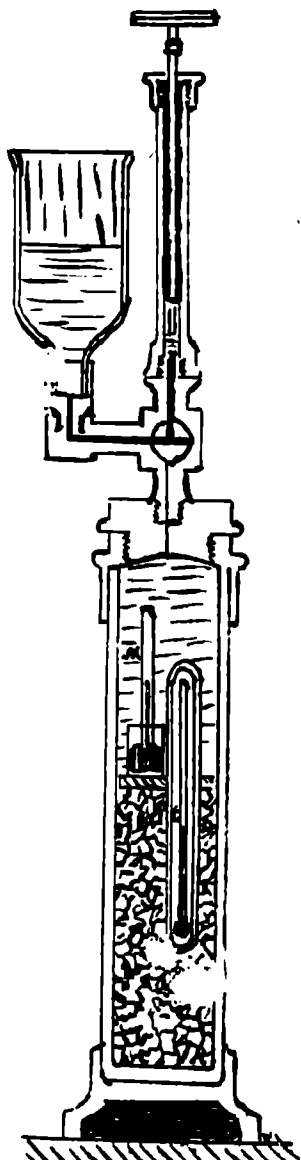


Рис. 68.

Тиснення в атмосферах	Точка топлення
I	0°
8,1	- 0,0059
16,8	- 0,0129

Загалом збільшення тиснення на одну атмосферу дає пересічне зниження точки топлення льоду на 0,0061 - 0,0081°.

На рисунку 69 три криві показують залежність точок топлення від зовнішнього тиснення для ЛЬОДУ /I/, ВОСКУ /II/ та СІРКИ /III/.

Як що ми загалом даватимемо такі графічні інтерпретації вислідам помірів, переведених над різними тілами при спостереженні процесу огрівання їх до температури вищої від точки топлення та послідуного охолодження тіла, то кожного разу діставатимемо криву одного з типів показаних на рис. 70.

Тип I характеризує ідеальний випадок. Точка E відповідає температурі топлення T , до досягнення якої тіло знаходиться в твердому стані. Лінія EC , різнобіжна до осі часів, відповідає СТАЛІЙ температурі топлення; отже в межах фігури $BECE$ істнуватимуть одночасово дві фази - тверда та рідка; при послідуному огріванні температура тіла підніситься й цьому процесу відповідатиме лінія ca ; в межах фігури $CEaE$

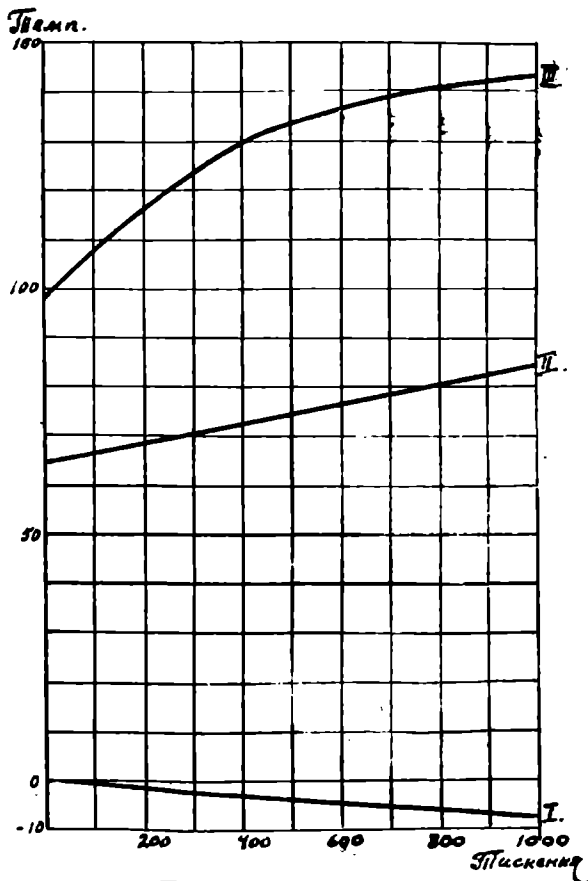


Рис. 69.

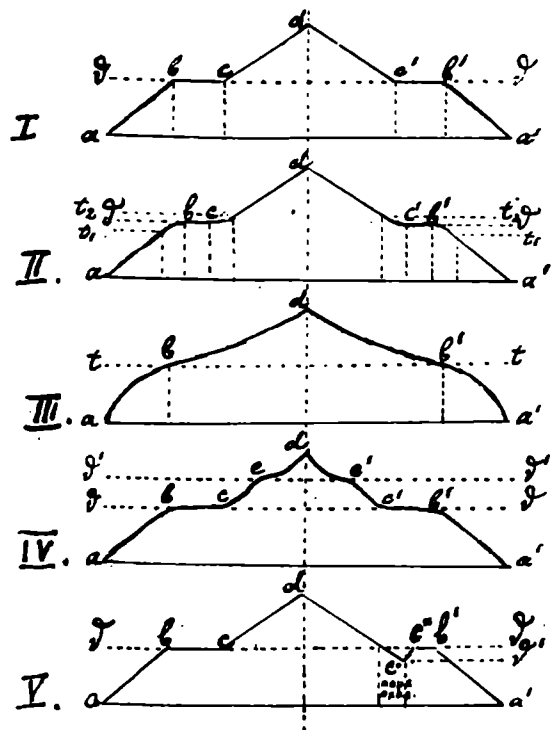


Рис. 70.

існуватиме лише одна РІДКА фаза. При охолодженні тіла дістасмо криву $a'b'c'd'$, цілком симетричну з кривою $abcd$; лінія $c'b'$ відповідає тут тужавінню тіла.

Тип II відрізняється від типу I тим, що крива не зазнає вже різких переломів і має лагідний вигляд. Це є вислідом того, що перед початком топлення тіло підпадає РОЗМ'ЯКШЕННЮ, а перед початком ТУЖАВІННЯ - ЗАГУСАННЮ. Сталій температурі g' відповідають лише незначні відтинки кривої bc та $b'c'$.

Тип III відповідає тілам, що НЕ МАЮТЬ ОЗНАЧЕНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ТОПЛЕННЯ; через те зріст температури відбувається тягло й крива не має во-всім частини, рівнобіжної з віссю часів.

Криві таких типів дають усі тіла, що при огріванні помітно м'якшають, зокрема ріжні СМОЛИ та ТУНИ.

Тип IV відповідає тілам з дв-кількома АЛОТРОПНИМИ ВІДМІНАМИ. Кожда з останніх має свою точку топлення; такій точці відповідає більший чи менший відтенок кривої поземого напрямку.

До цього часу ми мали діло з кривими цілком симетричними. Звертаючись до типу V ми здібуємося з кривими АСИМЕТРИЧНИМИ.

Точка a' кривої V відповідає температурі g' , нижчій від тужавіння g ; це показує, що рідка фаза перебуває в стані переохолодження; механічний імпульс підносить тіло до температури g , якій відповідає відтенок кривої $c''b$.

§ 70. Топлення не з'являється єдиним способом переходу тіл з твердого стану до стану рідкого.

Такий перехід може також відбуватися дорогою РОСЧИНЕННЯ твердого тіла в тій або иншій течії. В загальних рисах з названим процесом ми вже мали нагоду ознайомитися. Тепер ми його розглянемо трохи докладніше.

Процес РОСЧИНЕННЯ в певній мірі наближується до процесу ТОПЛЕННЯ, бо він нагадує останній з одного боку своїми зовнішніми ознаками - перетворенням твердого тіла в течу, з другого боку - ознаками внутрішніми, в формі ПОГЛИНЕННЯ ТЕПЛА ПРИ ВИТВОРЕННІ РОСЧИНУ. При топленні молекули тіла поглинають ту теплову енергію, яку достарчається тілу ЗІ ЗОВНІ для підтримання його температури на висоті точки топлення.

При розчиненні такий доплив зовнішньої енергії місця не має, а через те внаслідок поглинання тепла молекулами розчиненого тіла в ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ РОСЧИНУ. Про такий факт можна було би вже казати *а рзгоо* виходячи з основних засад енергетики, й на досвіді шукати лише його ступеня. Для в'їллюстровання наведеного положення можна перевести безліч експериментів. Розпустивши, наприклад, в довільній кількості води *на се* так, щоб він утворив насичений розчин, ми матимемо зниження температури води біля $2\frac{1}{2}^{\circ}$. Амоніак азотан NH_4NO_3 , розпущений у воді в стосунку 60:100 дає зниження температури в 30° .

Та кількість тепла, яку при розчиненні даного тіла поглинає одиниця його маси I гр. , дістає назву ТЕПЛА РОСЧИНЕННЯ. Для кожного тіла й кожного розчинника воно має свою, властиву цій парі тіл, вартість; крім того воно залежить: 1/ від температури розчинника, 2/ від його кількості. Як загальне правило воно є тим більшим, чим меншою є концентрація.

Процес розчинення автоматично припиняється, коли розчин досягає СТАНУ НАСИЧЕННЯ. Цей стан є станом рівноваги по між розчинним тілом та розчинником. Такий стан рівноваги порушується зі зміною температури розчинника, при чому ПІДІСНЕННЯ /ЗНИЖЕННЯ/ ТЕМПЕРАТУРИ СПРАВЛЯЄ Й ПІДНЕСЕННЯ /ЗНИЖЕННЯ/ СТУПІНЯ НАСИЧЕННЯ РОСЧИНУ.

Для окреслення ступеня концентрації розчину можемо користатися з різних величин, а саме:

1. ПРОСТЕ СПІВВІДНОШЕННЯ МАС РОСЧИНЕНОГО ТІЛА ТА РОСЧИННИКУ. Наприклад: 225 гр. соли розпущено в 100 гр. води; тоді маємо $\frac{225}{100} = 2,25$.

2. ВІДСОТКОВЕ СПІВВІДНОШЕННЯ МАС РОСЧИНЕНОГО ТІЛА ТА САМОГО РОСЧИНУ. Наприклад для насиченого розчину *на се* при $t = 20^{\circ}\text{C}$ просте співвідношення вносить 36:100. Переведемо його у відсоткове співвідношення; тоді для *на се* дістанемо: $\frac{36 \cdot 100}{136} = 26,5\%$ для води: $\frac{100 \cdot 100}{136} = 73,5\%$.

3. ЗВИЧАЙНА КОНЦЕНТРАЦІЯ, себ-то кількість даного тіла, яка припадає на одиницю обсягу розчинника. Одиницею її міра є " $\frac{\text{ГРАМ}}{\text{СМ}^3}$ ", або частіше: " $\frac{\text{ГРАМ}}{\text{ЛІТР}}$ ".

4. КОНЦЕНТРАЦІЯ МОЛЕКУЛЯРНА, себ-то кількість молекул, яка припадає на одиницю обсягу розчинника. За одиницю її вважається т.зв. НОРМАЛЬНИЙ розчин, себ-то такий розчин, у якому на 1 його літр припадає один моль розчиненого тіла. Розчином 0,1; 0,01 нормального називається такий розчин, який в 1 літрі містить 0,1; 0,01 моля твердого тіла.

Концентрацію НАСИЧЕНОГО розчину даного тіла ми назовемо РОСЧИННИСТЮ цього тіла. Як ми вже зазначили РОСЧИННИСТЬ ЗРОСТАЄ З ТЕМПЕРАТУРОЮ. Коли досягнуто такої температури, при якій розчинність вносить 100%, - тіло розчиняється В ДОВІЛЬНИХ ПРОПОРЦІЯХ.

Розчини допускаються значного переохолодження. При охолодженні розчинів щастить досягати температур, що лежать помітно нижче від їхніх то-

х/ Іотнують тіла, які при розчиненні не випрають, а навпаки ВИДІЛЯЮТЬ тепло /наприклад розчинення цинку в сірковій кислоті/. Але в таких випадках слід процес розчинення розглядати яко певний ХЕМІЧНИЙ процес, що в самій основі різниться від звичайного фізичного процесу зміни стану скупності тіла. Таке припущення стверджується тим, що після випаровання названого розчину ми дістаємо кристали не цинку, а цинкового сіркану.

док насичення. Як що до такого переохолодженого розчину кинути кристалик даного тіла, - негайно РОСПОЧИНАЄТЬСЯ ПРОЦЕС КРИСТАЛІЗАЦІЇ, ЩО ТРИВАЄ АЖ ПОТИ, ПОКИ РОСЧИН НЕ СТАНЕ НАСИЧЕНИМ.

§ 71. Нам відомо, що охолодження НАСИЧЕНОГО розчину справляє КРИСТАЛІЗАЦІЮ, себ-то виділення в розчин твердого тіла /що зв'язано зі зменшенням розчинності тіла у вислід зниження температури/.

Звернемося тепер до розгляду охолодження розчинів НЕНАСИЧЕНИХ. Експериментальне дослідження цього процесу в першу чергу приводить нас до того важливого висновку, що **ТЕМПЕРАТУРА ЗАМЕРЗАННЯ РОСЧИНУ Є ЗАГАЛОМ Н И Ж Ч О Ю ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ЗАМЕРЗАННЯ РОСЧИННИКА**. Таким чином бачимо, що ПРИСУТНІСТЬ У ТЕЧІ РОСЧИНЕНОГО В НІЙ ТВЕРДОГО ТІЛА ЗНИЖУЄ ТОЧКУ ЗАМЕРЗАННЯ ТЕЧІ. Таке зниження буде тим більшим, чим більшою є концентрація розчину. Однак зріст концентрації знижуватиме точку замерзання ЛИШЕ ДО ПЕВНОЇ МЕЖІ; послідовне збільшення концентрації справлятиме вже ПІДНЕСЕННЯ точки замерзання. Таким чином для кожного розчину існує певний ступінь концентрації, при якому точка замерзання цього розчину має найнижчу можливу вартість. Такий розчин дістає назву **ЕВТЕКТИЧНОГО РОСЧИНУ**, або, коротко, - **ЕВТЕКТИКИ**.

Температура його замерзання дістає відповідну назву **ЕВТЕКТИЧНОЇ ТОЧКИ**.

Охолодження розчину нижче евтектичної точки спричиняється до виділення в розчин не лише розчиненого тіла, а також і самого розчинника. Така суміш кристалів розчинника та твердого тіла називається **КРІОГІДРАТОМ**.

Останній термін уведено в науку ГЮТРИ /Guthrie /, який перший звернув увагу на процес одночасового виділення в сталому кількістному відношенні в водного розчину *NaCl* кристалів льоду та *NaCl*. Гютри зробив припущення, що продукт такого виділення уявляє собою особливого роду хемічне сполучення, яке він і назвав кріогідратом. Близьке дослідження показало однак, що кількості кріогідратових складників не витворюють собою співвідношення, що перебувало би в залежності від їхніх молекулярних тягарів.

Усе, сказане про водні розчини, поширюється і на розчини НЕВОДЯНІ, а також на металеві **СТОПИ**. В усіх цих випадках витворюється відповідний конгломерат **СТАЛОГО** складу, що дістає назву **ЕВТЕКТИЧНОЇ СУМІШІ** або **ЕВТЕКТИЧНОГО СТОПУ**.

Найпростішою ілюстрацією наведеного може служити приклад води. Чиста вода замерзає при 0° . Вода морська, що творить собою розчин *NaCl*, замерзає вже при температурі $-2,2^{\circ}$. При відповідному збільшенні концентрації соляного розчину можна досягнути температури аж $-21,3^{\circ}$, що таким чином з'являється евтектичною точкою для названого розчину. Евтектична концентрація його є 22,4%. Послідовний зріст концентрації спричиняється вже до піднесення точки замерзання розчину.

Отже з цього попереднього викладу бачимо, що **ХОЧА ЗРІСТ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОСЧИНУ СПРАВЛЯЄ ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ЙОГО ЗАМЕРЗАННЯ, Н А Й Н И Ж Ч О Ю ТОЧКУ ЗАМЕРЗАННЯ МАЄ РОСЧИН НЕ НАСИЧЕНИЙ, А ЛИШЕ ЕВТЕКТИЧНИЙ**. В цьому-саме полягає причина важливості поняття про евтектику.

§ 72. Як що у все тому ж розчиннику ми розпускатимемо різні тіла, то зниження точки замерзання буде різним. Як що через e визначимо **ПІТОМЕ ЗНИЖЕННЯ ТОЧКИ ЗАМЕРЗАННЯ** себ-то таке зниження, яке виникає при розчиненні грама тіла в 100 гр. течі, то величина e , як показав **РАУЛЬ** /Raoult/ визначиться наступним виразом:

$$e = \frac{F}{M};$$

/157/

де M молекулярний тягар розчиненого тіла, а F є певна константа /для води вона виносить 18,3/.

Завначимо через n кількість розчиненого тіла /в грамах/, через N кількість розчинника. Тоді на 1 грам розчинника припадатиме $\frac{n}{N}$ гр.

тіла, а на 100 грам - $\frac{100n}{N}$. Зазначимо через τ зниження температури замерзання даного розчину. Тоді в пропорції:

$$\tau : e = \frac{100n}{N} : 1$$

дістанемо:

$$e = \frac{N\tau}{100n};$$

/158/

З виразів /157/ та /158/ зможемо написати:

$$\tau = F \frac{100n}{NM};$$

/159/

Величина $\frac{100n}{N}$ означає кількість тіла, що припадає на 100 гр. розчинника, виражену в ГРАМАХ; величина $\frac{100n}{NM}$ означає ту ж кількість, виражену в МОЛЯХ. Зазначимо її через γ . Тоді вираз /159/ переписеться:

$$\tau = F\gamma;$$

/160/

Як що ми тепер візьмемо т.зв. ІЗОМОЛЕКУЛЯРНІ розчини, себ-то такі розчини, в яких на рівні кількості розчинника припадають однакові кількості молекул розчиненого тіла, то в тоді з виразу /159/ матимемо: $\tau_1 = F\gamma_1$; $\tau_2 = F\gamma_2$; що при $\gamma_1 = \gamma_2$ дає: $\tau_1 = \tau_2$. Отже бачимо, що РОЗЧИННИ, ЯКІ В РІВНИХ ОБСЯГАХ МІСТЯТЬ ОДНАКОВІ КІЛЬКОСТІ МОЛЕКУЛ РОЗЧИНЕНИХ ТІЛ, МАЮТЬ Й ОДНАКОВІ ТОЧКИ ЗАМЕРЗАННЯ.

При умові $\gamma=1$ вираз /160/ дає

$$\tau = F;$$

/161/

Величина F дістає назву МОЛЕКУЛЯРНОГО ЗНИЖЕННЯ ТОЧКИ ЗАМЕРЗАННЯ розчину, себ-то такого зниження, яке повстає при розчиненні в 100 грамах розчинника ОДНОГО МОЛЮ даного тіла. Для все того ж розчинника вона зберігає сталу вартість, незалежно від природи твердого тіла /змінюючи її одначе в тому разі, коли в течі розчиняється не тверде тіло, а друга течя/.

Зі звору /157/ слідує другий виір:

$$M = \frac{F}{e};$$

/162/

що складає основу т.зв. КРІОСКОПІЧНОЇ МЕТОДИ знаходження молекулярних тягарів.

§ 73. Дослідження, переведені над водяними розчинами, показали, що вони слідуєть наведеному в попередньому § закону Рауля лише в тому випадку, коли розчин втворює якоесь індиферентне тіло, наприклад цукор, і що від нього ВІДСТУПАЮТЬ РОЗЧИННИ СОЛЕЙ, КИСЛИН ТА ОСНОВ. При цьому спостережена на досвіді величина зниження температури з значно більшою /иногда майже вдвічі/, ніж то слідує на основі звору /162/. Такий факт може знайти для себе лише єдине пояснення, а саме, що в РОЗЧИНІ МОЛЕКУЛИ РОЗЧИННИКА ПЕРЕБУВАЮТЬ В СТАНІ ДИССОЦІАЦІЇ, СЕБ-ТО РОЗКЛАДУ НА ПЕВНІ СКЛАДОВІ СВОЇ ЧАСТИНИ, що уявляють собою АТОМИ чи ГРУПИ АТОМІВ /Т.ЗВ. ІОНИ/. У вислід такого штучного зросту кількості часточок розчину і повстає збільшення величини e .

§ 74. Поглинення тілом тепла при його розчиненні у воді чи иншій течі використовується на практиці для виготовлення т.зв. ХОЛОДИЛЬНИХ СУМІШЕЙ. Як що наприклад при звичайній температурі перемішати товчений лід з кухоню сіллю, то вода, що повставатиме при топленні льоду, розчинятиме в собі сіль і тим справлятиме зниження температури цілої суміші, що не діставатиме в належній кількості тепла зі зовні.

Найнижча температура, яку може дати така суміш не може звичайно бути нижчою від евтектичної точки -220° . Як у цьому, так і в кожному иншому випадку степенъ зниження температури залежить від низки певних чинників, а саме: фізичної природи твердого тіла, кількості поглиненого ним тепла, питомого тепла розчину, кількості складників та початкової температури суміші. Найбільший холодильний ефект -510° дає суміш кристалічного хлориду кальція ($Ca.Cl_2 + 6H_2O$) зі снігом у стосунку 10:7.

§ 75. Звернемося тепер до розгляду переходу тіл зі стану рідкого до стану газового. Продукт такого перетворення течі в газ ми назвемо ПАРОЮ, а самий процес - ПАРОВАННЯМ. Паровання течей відбувається при всяких умовах і зміна температури течі впливає лише на ТЕМП названого процесу: при низьких температурах він є повільним і малопомітним, при температурах високих стає енергійним і виразним. Як і процес топлення, паровання відбувається коштом теплової енергії, яка або припливає до тіла зі зовні /тоді тіло зберігає свою температуру/ або достарчається самим тілом з його власних запасів, /тоді тіло зазнає охолодження/. Для того, щоб та або инша молекула була в стані побороти притягання всіх инших молекул течі, вона повинна володіти певним мінімумом кинетичної енергії. Така енергія може повстати лише коштом енергії теплової, що нам і пояснює як те, через що саме процес паровання справляє охолодження течі, так і те чому піднесення температури тіла цей процес змінює. Стже бачимо, що ТЕМПЕРАТУРА є тим ВНУТРІШНІМ чинником, який визначає темп перебігу процесу паровання. Але існує ще один чинник ЗОВНІШНІЙ, що також певним чином впливає на цей перебіг. Ним є ТИСНЕННЯ, під яким перебуває дана течя. Вже *a priori*, виходячи з теоретичних міркувань кинетичної теорії будови матерії, ми мали би сказати, що ЗМІНА ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ ПОВИННА ВПЛИВАТИ НА ПРОЦЕС ПАРОВАННЯ; бо склавши в своїй уяві картину виходу молекул течі за її межі, ми логічно приходимо до висновку, що збільшення зовнішнього тиснення для такого виходу ставить нові перешкоди й його утруднює, а навпаки зменшення тиснення його полегшує. Таким чином приходимо до наступного остаточного висновку: ПРОЦЕС ПАРОВАННЯ ВІДБУВАЄТЬСЯ З ТИМ БІЛЬШОЮ ЕНЕРГІЄЮ ЧИМ ВИЩОЮ Є ТЕМПЕРАТУРА ТЕЧІ І ЧИМ МЕНШИМ Є ЗОВНІШНЄ ТИСНЕННЯ.

Температуру течі не можна одначе підвищувати безмежно. Для кожного заданого тиснення існує певна максимальна температура, вище якої течя огріта бути не може. Для температури має назву ТОЧКИ КИПІННЯ. Після її досягнення розпочинається процес КИПІННЯ течі, себ-то виразного, енергійного переходу її в газовий стан; зовнішнім виявом такого процесу є ЦІЛКОВИТЕ ВИДІЛЕННЯ З ТЕЧІ АБСОРБОВАНОГО НЕЮ ВОЗДУХА. Досвід показує, що ТЕМПЕРАТУРА КИПІННЯ ЗБЕРІГАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ НА ПРОТЯЗІ ЦІЛОГО ПРОЦЕСУ. А це є доказом того, що ПІСЛЯ ОСЯГНЕННЯ ТОЧКИ КИПІННЯ ПОСЛІДУЮЧИЙ ДОПЛИВ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ ПОВНІСТЮ ВИТРАЧАЄТЬСЯ НА ПРОЦЕС ПАРОВАННЯ, СЕБ-ТО В ЦІЛОМУ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В КИНЕТИЧНУ ЕНЕРГІЮ МОЛЕКУЛ ТЕЧІ. Вважаючи на те, що ця тепла енергія теплового стану тіла не змінює й на показання термометру не впливає, вона дістає назву УКРИТОГО ТЕПЛА ПАРОВАННЯ. Стже УКРИТИМ ТЕПЛОМ ПАРОВАННЯ ДАНОЇ ТЕЧІ МИ ВВАЖАТИМЕМО ТУ ЙОГО КІЛЬКІСТЬ, ЯКУ НЕОБХІДНО ЗУМІТИ, ЩОБИ ОДИНИЦЮ МАСИ ЦЬОЇ ТЕЧІ ОБЕРНУТИ В ПАРУ ПІСЛЯ ЇЇ ТЕМПЕРАТУРИ.

З причини залежності точок кипіння від зовнішнього тиснення, умовимося вартости названих точок для всіх тіл ВІДНОСИТИ ДО НОРМАЛЬНОГО ТИСНЕННЯ, СЕБ ТО ДО 760ММ. РТУТНОГО СТОВПУ. Нижче подаємо вартости точок кипіння де-яких течей.

Назва течей	Точка кипіння.	Назва течей	Точка кипіння.
Етер	34,5	Рідкий чотирино- кис вуглеця (CO_2)	- 78,5
Сірковець (CS_2)	46,2	Рідкий кисень (o)	-183,0
Алкоголь	78,3	азот (N)	-195,7
Бензол	80,2	" водень (H)	-252,8
Вода	100,0	" гелій (He)	-268,8
Нафта	110 - 120		
Терпентинова олія	161		
Гліцерин	290		
Ртуть	356,7		

§ 76. Залежність точки кипіння течі від зовнішнього тиснення можна продемонструвати на цілій низці досвідів. Умістивши, наприклад, склянку з теплою водою під двійн воздушноі помпи й випомпувавши в належній мірі воздух, побачимо, що в воді енергійно виділяються воздушні баньки, инакше кажучи відбувається процес кипіння. Візьмемо далі колбу з довгою шийкою, виповнимо її до шийки водою й поставимо на вогонь; після того як розпочнеться процес кипіння, протримаємо колбу на вогні ще де-який час; щоб водяна пара витиснула з неї воздух. Після цього заткнемо шийку корком, обернемо колбу й почнемо лити на неї з гори зимну воду (рис. 71). Тоді з причини конденсації водяної пари всередині колби зовнішнє тиснення на вільну поверхню течі відразу зменшиться і у вислід цього вода, що вже встигла охолонути й має температуру нижчу від точки кипіння, закипить знову.

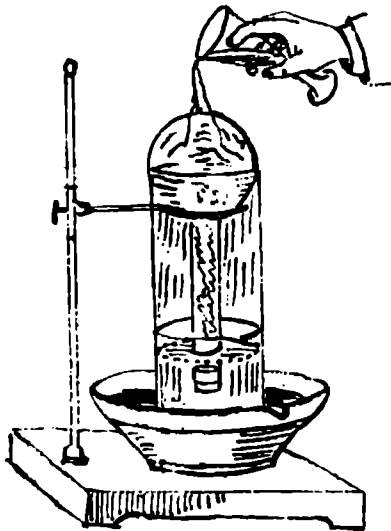


Рис. 71.

До поміру точки кипіння води при тисненнях, нижчих од нормального, може служити пристрій показаний на рис. 72. Колба А, по часті виповнена водою, укінчується на горі довгою шийкою а, що герметично закрита корком κ , через який всередині колби увіходить термометр Т. Від шийки а відгалужується двоколінчаста трубка $\beta\epsilon$, вільний кінець якої опущено до посудини зі ртуттю Р. Як що нагрівати воду в колбі, то вона закипить при $t = 100^\circ$. Усуємо тепер вогонь /або значно його зменшимо/. Тоді побачимо, що, не дивлячись на зниження температури, процес кипіння продовжує тривати далі; разом з тим помічається піднесення ртуті в трубці С. Відраховуючи одночасово показання термометру й висоти ртутних стовпів зможемо для різних вартостей тиснення обчислити відповідні їм вартості точок кипіння /для визначення величини тиснення маємо кожного разу брати різницю по між барометричним отовпом та стовпом ртуті в трубці С/.

Більш досконалою, ніж попередня установка, є УСТАНОВКА РЕНЬО; схема її показана на рис. 73. Реторта К, у якій кипить вода, має дві відтулини, герметично замкнені корками κ та ζ . Через перший з них перепущено термометр Т, через другий трубку ab , остання переходить у резервуар А, який трубкою cd сполучається з розтискальною помпою, а трубкою z зі ртутним манометром М. Трубка ab оточена ширшою трубкою κ , через яку перепускається тяглий струмінь холодної води. У вислід такого охолодження водяна пара в трубці ab увесь час конденсується, стікає по стінках трубки до реторти там знову перетворюється в газовий стан; отже відбувається тяглий циклічний процес, який може тривати необмежено-довго й дозволяє підтримувати всередині пристрою сталє тиснення. Користаючи з помпи можна досягати різних вартостей тиснення. Відраховуючи останні по манометру й спостерігаючи одночасово показання термометру можемо скласти відповідну таблицю.

Поміри, переведені такою дорогою, дають наступні висліди:

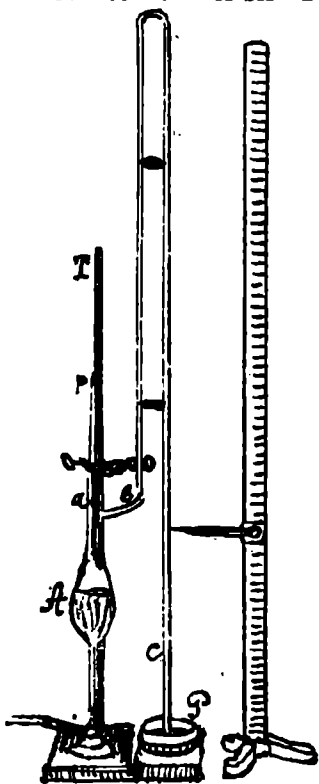


Рис. 72.

Т а б л и ц я I.

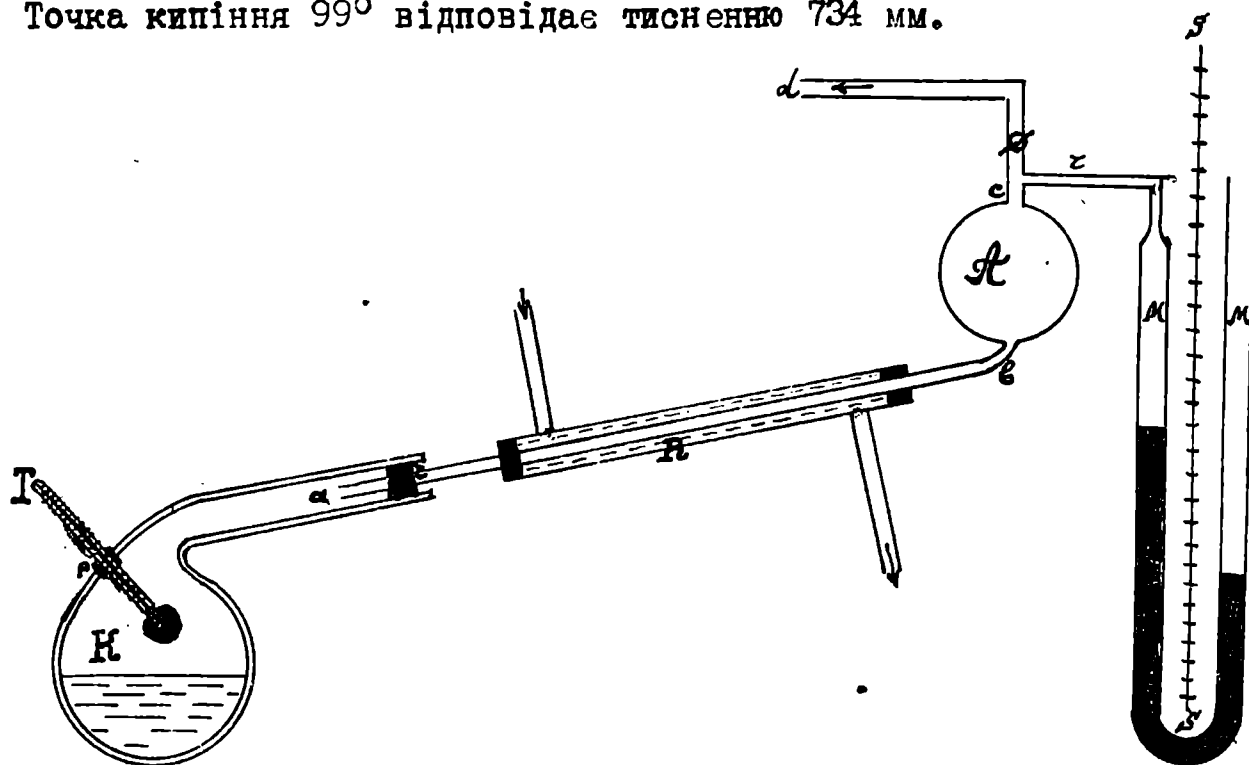
Величина тиснення в мм.ртутного стов- пу.	760	526	355	233,1	149	92,5	55	32	17,4	4,58
Точка кипіння води	100°	90	80	70	60	50	40	30	20	0°

Як бачимо при тисненні в 4,8 мм. ртутного стовпу вода кипить при температурі 0°.

Т а б л и ц я II.

Величина тиснення в мм. ртутного стовпу.	740	720	700	680
Точка кипіння води	99,3	98,5	97,7	96,9

Точка кипіння 99° відповідає тисненню 734 мм.



Р и с . 73.

З піднесенням над поверхнем моря барометричне тиснення, як відомо, маліє. Таке зменшення атмосферного тиснення спричиняється до відповідного зниження точки кипіння води. Отже для місцевостей, що лежать на значній висоті над морем точка кипіння води в помітній мірі відступає від 100° С. / для гори Монблан, висота якої є 4810 метрів, а барометричне тиснення 417 м.м., вона виносить лише 84°. На зниженні точки кипіння води ґрунтується т. зв. ГИПСОМЕТРИЧНА МЕТОДА знаходження висоти піднесення над поверхнем моря. Для того щоби користати з названої методи необхідно знати вартість ГИПСОМЕТРИЧНОГО ГРАДІЄНТА, себ-то величини піднесення, що дає зниження ртутного стовпу на 1 міліметр. Гипсометричний градієнт виносить 11,56 метра.

Так само як зниження легко перевірити досвідною дорогою й ПІДНЕСЕННЯ точки кипіння. Останнє повстає всякий раз, коли зовнішнє тиснення виносить більше як одну атмосферу. Вперше така досвідна перевірка піднесення точки кипіння води при збільшенні зовнішнього тиснення була переведена ПАПІНОМ /*Denis Papin*, 1647-1712/. При цьому він користувався пристроєм, що в тих часів називається ПАПІНОВИМ КАЗАНОМ. Останній /рис. 74/ уявляє собою товстостінний металевий казан з термометром T , манометром M та запобіжним чопом S . Таким чином пристрій дозволяє без жадної небезпеки витворювати високі тиснення /в де-кілька атмосфер/ й спостерігати при них точки кипіння води. Такі опостереження дають наступні висліди:

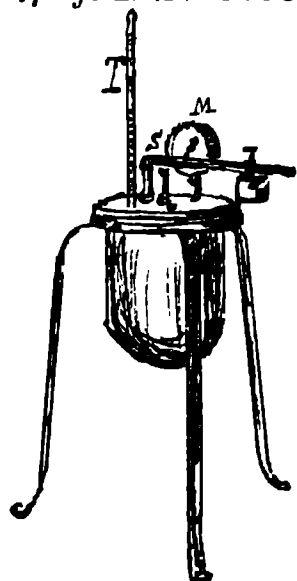


Рис. 74.

Т а б л и ц я I.

Величина тиснення в мм. ртутного стовпу.	763	766	780	788
Точка кипіння води	100,1	100,2	100,7	101,0

Т а б л и ц я II.

Величина тиснення в атмосферах.	I	2	3	4	5
Точка кипіння води	100°	121°	134°	144°	152°

Графічна інтерпретація в залежності точки кипіння води від зовнішнього тиснення дає криву, загальний вигляд якої ми маємо на рис. 75.

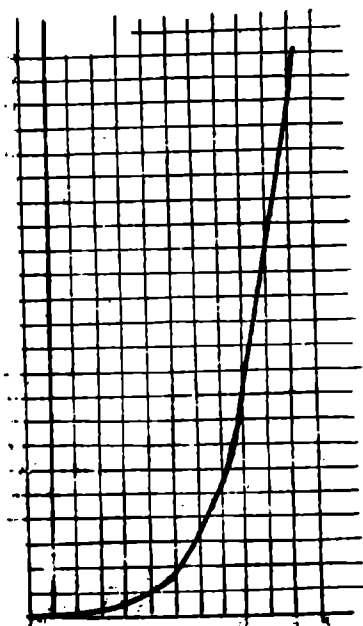


Рис. 75.

Тут поєма координатна вісь є ВІСЬЮ ТЕМПЕРАТУР /від 0° до + 200°C/, прямовісна вісь є ВІСЬЮ ТИСНЕНЬ, виражених в мм. ртутного стовпу /від 0 до 12.000 мм./

На рис. 76 ми маємо частину тієї ж кривої в більшому мірищі, для температурного інтервалу від -10° до +400°C.

Еквівалентом тиснення в одну атмосферу є, як відомо, $1,033 \text{ кг/см}^2$. Техніка вуживає для зручності простішу одиницю, а саме " кг/см^2 ", яка дістає назву "ТЕХНИЧНОЇ АТМОСФЕРИ".

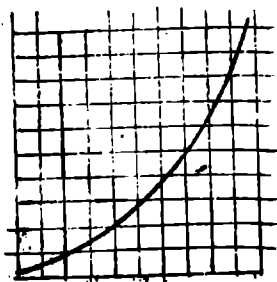


Рис. 76.

В таблиці, що нижче подається, тиснення p виражено як раз у таких технічних атмосферах.

p	t	p	t
1	99	11	183
2	119	12	186
3	132	13	190
4	142	14	194
5	151	15	197
6	158	16	200
7	164	17	203
8	169	18	206
9	174	19	209
10	179	20	211

Як бачимо при тисненні в 16 атмосфер точка кипіння зростає вдвічі.

Хоча всякий зріст зовнішнього тиснення й справляє відповідне піднесення точки кипіння, однак таке піднесення НЕ Є НЕОБМЕЖЕНИМ. Досвід показує, що ДЛЯ ВСЯКОЇ ТЕЧІ ІСТНУЄ ТАКА ТЕМПЕРАТУРА, ПІСЛЯ ОСЯГНЕННЯ ЯКОЇ ПОСЛІДУЮЧЕ ЗБІЛЬШЕННЯ ТИСНЕННЯ ВЖЕ НЕ ВИКЛИКАЄ ПІДНЕСЕННЯ ТОЧКИ КИПІННЯ. Названа температура називається К Р И Т И Ч Н О Ю. ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ, ВИЩИХ ОД КРИТИЧНОЇ, ТІЛО МОЖЕ ПЕРЕБУВАТИ ЛИШЕ В ГАЗОВОМУ СТАНІ. Яким би значним не було при цьому тиснення, воно не в стані перешкодити переходу течі до газового стану. Для води критична температура виносить $364,3^{\circ}$. Щоби затримати при цій температурі воду в рідкому стані необхідно зужити тиснення в 200 атмосфер. При температурах, вищих од $364,3^{\circ}$ жадним тисненням не можна викликати конденсації водяної пари.

§ 77. При де-яких умовах теча може бути ogrітою до температури, вищої від точки кипіння. Такі умови повстають тоді, коли в течі усунено по можливості повністю розчинений у ній воздух, /для цього теча значний час піддержується при температурі кипіння/. Воздушні баньки сприяють видворенню внаутрі течі пари, яка увиходить в ці баньки, і разом з ними простує до поверхні течі; через те попереднє виділення воздуха з води чи иншої течі, уможливило її ogrіття вище точки кипіння. Таке з'явище має назву ПЕРЕГРІТТЯ течей. При послідуєчому ogrіванню перегріта теча в певний мент усе ж таки закипає, при чому процес кипіння носить дуже бурхливий характер; у паровий стан переходить одразу значна частина течі, при чому пара захоплює з собою і маси самої течі, які вона розбризгує на всі боки.

В особливому також стані опинюється теча, як що вона потрапляє на поверхню тіла OGRІТОГО ДО ТЕМПЕРАТУРИ, ЗНАЧНО ВИЩОЇ ВІД ТОЧКИ КИПІННЯ ДАНОЇ ТЕЧІ. Краплини такої течі, прибравши сферичну або еліпсоїдальну форму, якийсь час жваво пересуваються по згаданій поверхні в різних напрямках і нарешті відразу перетворюються в пару. Таке з'явище пояснюється тим, що при дотику течі до розпеченої поверхні певна частина течі, що знаходиться в безпосередньому контакті з поверхнею, швидко переходить у газовий стан і витворює тонку веретву пари, яка натуральною ширмою відгороджує решту течі від ogrітої поверхні; сама ця парова веретва у вислід незначности своєї маси, несе в собі незначну кількість тепла і через те не в стані хутко ogrіту цілу масу краплини до температури кипіння. Лише тоді, коли через віддачу тепла поверхня в певній мірі охолоне і водяна маса прийде з нею в повний дотик, процес передачі тепла змінюється, краплина ogrівається до температури кипіння і відразу переходить у пару. Описаний стан течі дістає назву СТАНУ СФЕРОІДАЛЬНОГО.

Раптовний, дуже швидкий перехід течі в пару при сфероїдальному її стані инді може заховувати в собі елементи СЕРІОЗНОЇ НЕБЕЗПЕКИ, які слід уділити належну увагу. Життєва практика показує, що незнання або ігнорування названого моменту з'являється одною з головних причин катастроф у формі вибухів парових казанів фабричних і инших установок. Конкретно трапляється так, що особа, на яку покладено догляд за казаном, забуває своєчасно напустити до нього води і казан ogrівається де-який час порожнім. При цьому стінки його розпикаються звичайно до дуже високої температури. Коли недогляд виявляється, виновник поспішає скорше його виправити і пускає до казана воду в можливо більшій кількості. Така велика маса води, діткнувшись стінок казана, переходить у сфероїдальний стан, розбивається на дрібні краплини і нарешті раптово переходить у пару. Вислідом цього є величезний зріст тиснення, що і спричиняється до вибуху.

Як що взяти течу, точка кипіння якої лежить нижче 0° , наприклад СІРКОВИЙ АНГІДРИД $/30^{\circ}/$, що кипить при -10° , і наляти її до сильно розпеченої /платинової/ посудини, то теча, прийшовши в сфероїдальний стан, не буде ogrіватися і зберігатиме свою температуру; через те в ній можна буде заморозити воду. Цей досвід було свого часу переведено англійським ученим ТИНДАЛЛОМ.

Дотик рукою до дуже гарячого предмету не справляє попечення шкіри, як що поверхня цього предмету є цілком гладенькою і чистою. Це є вислі-

дом переходу до сферідалного стану води й інших рідких продуктів, що їх завше має поверхня нашої шкіри. Температура в 100° не викликає сферідалного стану, через те об стінки посудини з киплячою водою легше по-пектисся ніж при хвиловому дотику до розгартованого заліза /знову таки з цілком рівною поверхнею/.

§ 78. Ми вже мали нагоду зазначити, що процес паровання або кипіння є зв'язаний з ПОГЛИНЕННЯМ ТЕПЛА, яке достарчається тілу зі зовні. Навпаки процес скроплення або конденсації зв'язується з ВИДІЛЕННЯМ ТЕПЛА в тій же самій кількості. Факт виділення тепла при конденсації водяної пари відіграє певну роль в з'явишах метеорологічних; його ж удало використувується при паровому опаленні помешкань, коли коштом тепла водяної пари переводиться ogrівання калориферів.

Тепло, яке пара води чи іншої течі віддає зовнішньому оточенню при її конденсації, є рівним укритему теплу паровання. А через те помірявши перше в них, зможемо визначити й друге. Для переведення поміру тепла конденсації служить пристрій, показаний на рис. 77. Теча, що підпадає дослідженню, наливається до посудини D , в якій вона ogrивається помічу газової горілки B , яка має форму кільця. Пара з посудини D по трубці ab простує до серпантини S ; яка міститься всередині водяного калориметру K . Нижній кінець серпантини має розширення K , що служить до збирання течі, що повстає у вислід конденсації пари при проходженні її через серпантину. Частина пристрою KL може бути відділена від інших частин установки; зважуючи названу частину перед початком досвіду й після його закінчення маємо можливість знайти масу m оконденсованої пари. Як що через t_0 зазначимо точку кипіння даної течі, через t первісну температуру калориметра й через t_1 температуру остаточну, через Q укрите тепло паровання, через C - питоме тепло течі й через M водяний еквівалент калориметра, то цілий процес теплового обміну окреслиться виразом:

$$m \cdot r + m \cdot c (t_1 - t_0) = M (t - t_0) \dots \dots \dots /163/$$

з цього виразу й знайдемо величину Q .

Укрите тепло паровання /а так само й тепло скроплення/ не має сталої вартості, ЗМІНЮЮЧИ ОСТАННЮ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ, при якій відбувається паровання або кипіння. Чим вищою є температура, тим воно є МЕНШИМ. /Останній факт є зрозумілим: чим вища температура течі тим більшою

кінетичною енергією володіють її молекули; отже тим легшим при цьому є поборення притягальних сил і перетворення течі в газ/. При КРИТИЧНІЙ ТЕМПЕРАТУРІ тепло паровання обертається в НУЛЬ. Після досягнення цієї температури для переведення течі в газовий стан вже не потрібується найменшої кількості теплової енергії. Через те при температурах вищих од критичної точки, як ми в своєму місці згадували, дане тіло в рідкому стані існувати вже не може й не залежно від зовнішнього тиснення зберігає стан газовий.

Нижче подається вартості величини Q для де-яких тіл /для нормальних температур кипіння/.

Назва тіл	Укрите тепло паровання.	Назва тіл	Укрите тепло паровання
Ртуть (Hg)	67,8	Рідкий азот (N)	47,7
Терпентинова олія ($C_{10}H_{16}$)	70,0	кисень (O)	50,9

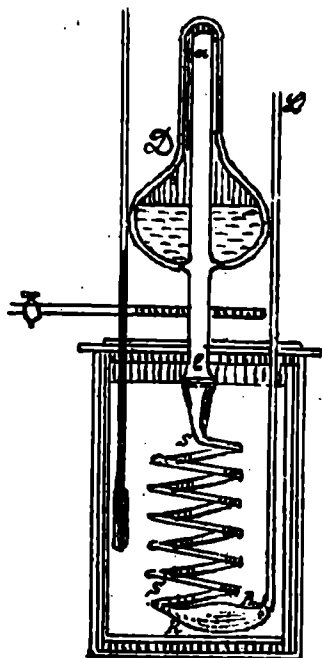


Рис. 77.

Назва тіл	Укрите тепло паровання	Назва тіл	Укрите тепло паров.
Нафта	75	Рідкий водень (H)	110
Сірковень (CS_2)	85	чотириокис	
Етер (C_2H_5O)	90	вуглеця (CO_2)	142
Алкоголь (C_2H_6O)	202		
Вода	536,5		

З цієї таблиці бачимо, що з поміж усіх тіл **НАЙБІЛЬШЕ** тепло паровання має **ВОДА**. РЕНЬО перевів поміри тепла паровання /Z/ води при різних температурах. Ці поміри дають наступні висліди:

t	Z	t	Z
0°	606,50	100°	536,50 кал.
50°	571,66	200°	464,30 "

§ 79. Як що витрата тепла на паровання не компенсується припливом його зі зовні, то натуральним вислідом процесу паровання є **ОХОЛОДЖЕННЯ** течі. Цей факт добре відомий вже нам з повсякденного життя; він знаходить широке пристосовання в науковій лабораторній практиці, а також техніці.

Для з'ясування його можна навести цілу низку прикладів. Під час великої спеки в літку кладуть на голову змочену водою хустку, яка знижує температуру воздуха й освіжає голову. Маючи промочений водою одяг та взуття людина часом тяжко вистукується; теж саме має місце коли спить людина опиниться на сильному вітрі. На Україні під час літніх польових робіт селяне перевозять воду в "черепаших" глеках. Діля часті стінки таких глеків перепускають через себе воду, яка на зовнішній поверхні посудини тягло випаровується, вислідом цього те, що в найтяжчу спеку вода в глеках зберігає невисоку температуру.

Ефект охолодження є пропорціональний до кількості течі, що перетворилася в пар. Отже як що інтенсивність нормального процесу паровання штучно збільшити, то відповідно до цього зростає й охолодильний ефект. Продуваючи наприклад за поміччю трубки воздух через етер можемо легко досягнути температур нижчих од 0°. Процес паровання можна зменшити ще й иншим способом, а саме дорогою **ЗНИЖЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ**.

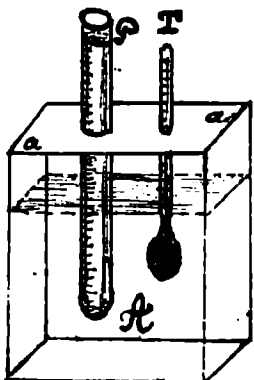


Рис. 78.

Умістимо під дзвін воздушної помпи /рис. 78/ скляну посудину A, до якої налято води й через кришку її aa перепущено термометр T та виповнену етером пробирку P. Почнемо працювати помпою. Тоді у вислід зменшення зовнішнього тиснення етер в певний момент опиниться в перегрітому стані й через те розпочне енергійно кипіти. Охолодження етеру, яке виникне при цьому, передаватиметься воді й знижуватиме її температуру. В певній стадії досвіду ми помітимо на стінках пробирки иней, а за де-який час матимемо тяглу верству льоду в де-кілька міліметрів завтовшки.

На цій же засаді базується конструкція різних **ХОЛОДИЛЬНИХ МАШИН** /машина Карре й инш./.

§ 80. Ми знаємо, що однією з основних прикмет усякого газу є його ПРУЖИВІСТЬ; остання знаходить для себе вияв у тому ТИСНЕННІ, яке справляє газ на всяке тіло, що в ньому знаходиться. Як газове тіло, названею пруживістю володіє й ПАРА будь якої течі; така ПРУЖИВІСТЬ ПАРИ як і всіх інших газових тіл, є ФУНКЦІЄЮ ТЕМПЕРАТУРИ й ЗРОСТАЄ з ПІДНЕСЕННЯМ ОСТАННЬОЇ. При все тих же температурних умовах пара кожного поодинокого тіла має точно означену пруживість, що є характерною для цього тіла. В правдивості цього твердження легко переконатися на досвіді. Візьмемо три викопнені ртуттю барометричні трубки А, В та С /рис. 79/



і до двох останніх із них введемо за поміччу довгої загнutoї трубочки невеличкі порції яких небудь течей; до першої /В/ наприклад ВОДИ, а до другої /С/ - ЕТЕРУ. Названі течі, яко легші від ртуті, попростують до гори й кожда з них, опинившись в торричелевій порожнечі барометричної трубки, почне обертатися в пару. У вислід тиснення пари на поверхню ртутного стовпу, останній в певній мірі знизиться, при чому різниця висот - первісної та остаточної - визначить собою величину тиснення пари даної течі. Як що даний досвід ми переводитимемо при температурі в 20°C, то в трубці В, до якої введено було воду, ртуть знизиться на 17,4 мм., а в трубці С, до якої було введено етер, знизиться аж на 433,3 мм. Отже бачимо, що пруживість пари етеру є не до порівняння більшою від пруживості водяної пари.

Чим більшими є розміри торричелевої порожнечі, тим більша частина течі перетворюється в пару; але незалежно від цього при даній температурі вартість тиснення пари /а значить і пруживості її/ буде все тією ж. І поки /при даному обсязі торричелевої порожнечі/ температура пари та зовнішнє атмосферне тиснення не зазнаватимуть будь яких змін, - ПО МІЖ ТЕЧЕЮ ТА ПАРЮ ТРИВАТИМЕ СТАН СТАЛОЇ РІВНОВАГИ. Такий стан порушиться лише тоді, коли ми почнемо змінювати температуру або зовнішнє тиснення. Пару, яка перебуває в названому стані, ми назовемо НАСИЧЕНОЮ. Вона характеризуватиметься МАКСИМАЛЬНО-МОЖЛИВИМИ ПРИ ДАНИХ ТЕМПЕРАТУРНИХ УМОВАХ ПРУЖИВІСТЮ ТА ГУСТОТОЮ.

Як що ту або иншу з трубок В та С ми почнемо підносити до гори обсяг, занятий паром, зростатиме й густота її через те малітиме. У вислід цього окреслений вище стан рівноваги по між течєю та паром буде порушено й, простуючи до його відновлення, течя знову почне парувати. Такий процес парування припиниться тоді, коли пруживість пари набуде первісну вартість. Що це є дійсно так, ми переконаємося помірявши знову висоту ртутного стовпу; вона лишилася тою, що й була до піднесення трубки. Отже приходимо до висновку, що при ДАНИХ ТЕМПЕРАТУРІ ТА ТИСНЕННІ НАСИЧЕНА ПАРА БУДЬ-ЯКОЇ ТЕЧІ ЗАВЖЕ МАЄ ПЕВНУ, ТОЧНО ОЗНАЧЕНУ ПРУЖИВІСТЬ.

Підносячи трубку все більше й більше до гори ми можемо з рештою дійти до того, що вся маса течі, яка містилася над поверхнею ртуті, обернеться в пару. Як що ми продовжуватимемо підносити трубку ще й після цього, то за вичерпанням запасів течі, густота пари почне маліти, а разом з тим зменшуватиметься і її пруживість. Така пара меншої густоти ніж густота насиченої пари для даної температури, називається паром НЕ-НАСИЧЕНОЮ або ПЕРЕГРІТОЮ.

Ненасичену пару можна перевести в насичену дорогою тих або інших відповідних змін; для цього необхідно або зменшити обсяг, збільшивши тим до відповідної міри пруживість пари, або належним чином знизити температуру, або нарешті збільшити зовнішнє тиснення /що так само спричиниться до зменшення обсягу/.

Описаний нами вище пристрій дозволяє досліджувати властивості пари при тисненнях МЕНШИХ од нормального; не трудно сконструювати пристрій, що дозволить переводити тіж дослідження при тисненнях БІЛЬШИХ од нормального.

ПАРА НЕ НАСИЧЕНА ВОЛОДІЄ ВСІМА ВЛАСТИВОСТЯМИ НАТУРАЛЬ-

НИХ ГАЗІВ І ПІДПАДАЄ ОСНОВНИМ ЗАКОНОМ, УСТАНОВЛЕНИМ ДЛЯ ЦИХ ТІЛ /законов БОІЛЯ, ШАРЛЯ, ГЕЙ-ЛЮСАКА І Т.ІНШ./; ЦИМ ЗАКОНОМ ВОНА ЗАДОВОЛЬНЯЄ ТИМ КРАЩЕ, ЧИМ ВИЩОЮ Є ЇЇ ТЕМПЕРАТУРА. ПАРА Н А С И Ч Е Н А ОСНОВНИМ ЗАКОНОМ ГАЗОВИХ ТІЛ НЕ ПІДПАДАЄ І ЇЇ ПРУЖИВІСТЬ ТА ГУСТІТА ВІД ОБСЯГУ ПАРИ НЕ ЗАЛЕЖИТЬ; ВОНИ ЗАЛЕЖАТЬ ЛИШЕ ВІД ПРИРОДИ ТЕЧІ ТА ВІД ТЕМПЕРАТУРИ.

Для знаходження залежності пруживості насиченої пари від температури може служити пристрій, схема якого подана на рис.80. До розширеної частини відкритого коліна *В* барометричної трубки *В* поверх ртуті наливається даної течі. Остання ogrивається до температури кипіння; коли пара течі витиснить з трубки *В* воздух, названа трубка залютовується й контакт її зі зовнішнім оточенням таким чином усувається. Коліно *А* міститься після цього до посудини *Р*, що має дві трубки для підведення та відведення гарячої пари чи воздуха. Як що через пристрій перепускатимемо водяну пару температури 100°, то барометр показуватиме нормальне тиснення. Перепускаючи далі воздух, ogrітий /помічку електричного току/ до температур, вищих од 100°, діставатимемо тиснення, вищі від нормального.

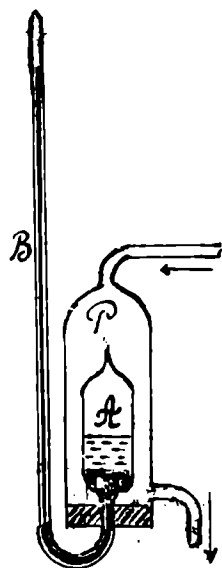


Рис. 80.

Для переведення pomірів при температурах, НИЖЧИХ від 0°, може служити пристрій, показаний на рис. 81. Конструкція його належить Гей-Люсаку /Gay-Lussac/. Уявляє собою він барометричну трубку, верхня частина якої зігнута коліном і має на кінці кульку, до якої вводиться порція даної течі. Ця кулька міститься до посудини *Р* з холодильною сумішю; температура останньої міряється термометром.

Нижче подаємо таблицю вартостей пруживості насиченої пари найбільш відомих течей при різних температурах:

Температура	Пруживість насиченої пари					
	В О Д А	Алкоголь	Сірковень (CS ₂)	Етер	Терпентинова олія	Ртуть
20°	0,77 мм.	3,3 мм.	47 мм.	66 мм.	- мм.	- мм.
0°	4,58 "	12,7 "	127,9 "	184,4 "	2,1 "	- "
20°	17,4 "	44,5 "	298,0 "	432,8 "	4,3 "	- "
50°	92,5 "	219,9 "	857,1 "	1265,0 "	17,2 "	0,015
70°	233,1 "	539,2 "	1549,0 "	2309,5 "	41,9 "	0,052
100°	760,0 "	1698,0 "	3325,0 "	4957,0 "	134,9 "	0,280
150°	3571 "	7257,8 "	-	-	604,5 "	2,93
200°	11661 "	22200 "	-	-	1865,6 "	17,8

Як що ми братимемо РІДКІ ГАЗИ, то дістанемо числа не до порівняння значніші. Наприклад для рідкого CO₂ пруживість при *t* = 20° виносить 56 атмосфер.

На рис.82 подано групу кривих, що окреслюють залежність по між пруживістю насиченої пари та її температурою для низки тіл. Точки самих кривих відповідають точкам насичення. Для точок, що лежать НАЛІВО від кожної з наведених кривих, ми маємо РІДКУ фазу, або складну фазу ТЕЧА-ГАЗ, для точок, що лежать НАПРАВО від кривих, маємо фазу ГАЗОВУ /перегріту пару/.

При ознайомленні з наведеною вище таблицею мимоволі звертає на себе увагу факт НЕЗВИЧАЙНО - ІНТЕНСИВНОГО ЗРОСТУ з піднесенням температури

ри ПРУЖИВОСТІ НАСИЧЕНОЇ ПАРИ всіх без винятку течей. Таки: величезний зріст пруживості без сумніву не мав би місця, коли би для досвіду ми взяли будь-яке звичайне газове тіло /наприклад водень, водень і т.инш./.

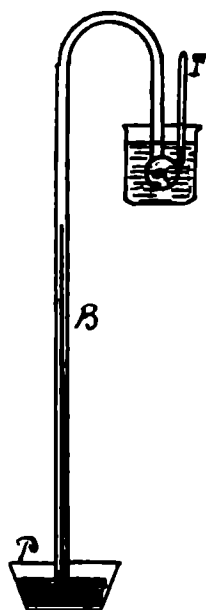


Рис. 81.

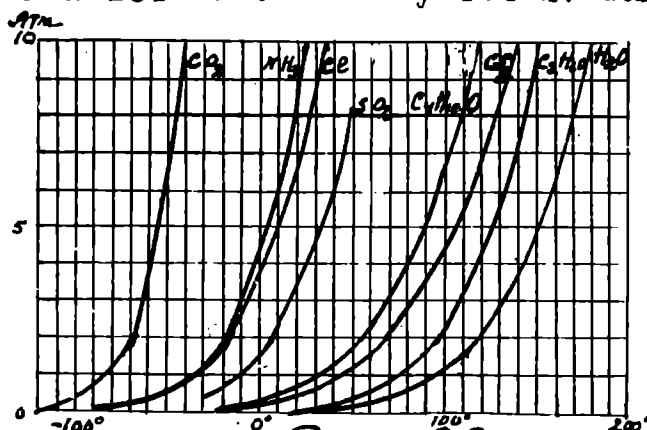


Рис. 82.

Інтенсивність зросту пруживості пояснюється тим, що з піднесенням температури не лише збільшується пруживість пари вже існуючої, а також втворюється з течі пара ще й нова.

Як що ми з останньої нашої таблиці візьмемо дані для води й порівняємо їх з числами таблиці § 76, то побачимо, що числа обох таблиць з'являються цілком ідентичними. Отже приходимо до нового важливого висновку: ВСЯКА ТЕЧА КИПІТЬ ПРИ ТІЙ TEMПЕРАТУРІ, ПРИ ЯКІЙ ПРУЖИВІСТЬ ЇЇ ПАРИ Є РІВНОЮ ЗОВНІШНЬОМУ ТИСНЕННЮ.

Таким чином, коли наприклад, для АЛКОГОЛЮ точка кипіння при нормальному тисненні виносить 78°,3, то це означає, що при температурі в 78°,3 пруживість алкоголевої пари виносить 760 мм.

Висловлене допору твердження має велику практичну вартість. Воно дозволяє дорогою поміру пруживостей НАСИЧЕНОЇ ПАРИ тієї або іншої течі при РІЗНИХ ЗОВНІШНІХ ТИСНЕННЯХ ЗНАХУДИТИ ТОЧКИ ЇЇ КИПІННЯ ПРИ ЦИХ ТИСНЕННЯХ. А це останнє питання є дуже важливим як для науки, так і для техніки. В особливій мірі це стосується до води.

Нижче ми подаємо таблиці для води, складені Реньо /Reynault/ и перевірені та доповнені в нові часи іншими дослідниками.

ТАБЛИЦЯ І.

ПРУЖИВІСТЬ НАСИЧЕНОЇ ВОДНОЇ ПАРИ

/для температур, нижчих од 0° — в присутності льоду/.

Температура	Пруживість	Температура	Пруживість	Температура	Пруживість
- 30°	0,280	40°	6,101	180°	15,480
- 25°	0,469	50°	6,543	190°	16,481
- 20°	0,770	60°	7,014	200°	17,539
- 15°	1,237	70°	7,514	210°	18,655
- 10°	1,947	80°	8,046	220°	19,832
- 5°	3,009	90°	8,610	230°	21,074
- 4°	3,277	100°	9,210	240°	22,383
- 3°	3,566	110°	9,845	250°	23,763
- 2°	3,879	120°	10,519	260°	25,217
- 1°	4,215	130°	11,233	270°	26,747
0°	4,579	140°	11,989	280°	28,358
1°	4,926	150°	12,790	290°	30,052
2°	5,294	160°	13,637	300°	31,834
3°	5,685	170°	14,533	310°	33,706

Температура	Пружність	Температура	Пружність	Температура	Пружність
32°	35,674	66°	196,2	100°	760,0
33°	37,741	67°	205,1	105°	906,1
34°	39,811	68°	214,3	110°	1074,5
35°	42,188	69°	223,9	115°	1268
36°	44,58	70°	233,8	120°	1489
37°	47,08	71°	244,1	125°	1740
38°	49,71	72°	254,8	130°	2026
39°	52,46	73°	265,9	135°	2347
40°	55,34	74°	277,4	140°	2709
41°	58,36	75°	289,3	145°	3115
42°	61,52	76°	301,6	150°	3569
43°	64,82	77°	314,4	155°	4073
44°	68,28	78°	327,6	160°	4633
45°	71,90	79°	341,3	165°	5253
46°	75,67	80°	355,5	170°	5937
47°	79,62	81°	370,1	175°	6689
48°	83,74	82°	385,2	180°	7514
49°	88,05	83°	400,9	185°	8417
50°	92,54	84°	417,1	190°	9404
51°	97,24	85°	433,8	195°	10480
52°	102,1	86°	451,1	200°	11650
53°	107,2	87°	468,9	210°	14290
54°	112,6	88°	487,3	220°	17380
55°	118,1	89°	506,4	230°	20950
56°	123,9	90°	526,0	240°	25060
57°	129,9	91°	546,3	250°	29770
58°	136,2	92°	567,2	260°	35130
59°	142,7	93°	588,8	270°	41190
60°	149,5	94°	611,0	280°	48010
61°	156,5	95°	634,0	290°	55680
62°	163,8	96°	657,7	300°	64290
63°	171,5	97°	682,1	320°	84480
64°	179,4	98°	707,3	340°	109300
65°	187,6	99°	733,2	360°	139500

ТАБЛИЦЯ 2.

ТОЧКА КИПІННЯ ВОДИ ПІР РІЗНИМИ ТІСНЕННЯМИ.

H	t	H	t	H	t
мм.		мм.		мм.	
680	96,92°	693	97,44°	706	97,95°
681	96,96°	694	97,48°	707	97,99°
682	97,00°	695	97,52°	708	98,03°
683	97,04°	696	97,56°	709	98,07°
684	97,08°	697	97,60°	710	98,11°
685	97,12°	698	97,63°	711	98,14°
686	97,16°	699	97,67°	712	98,18°
687	97,20°	700	97,71°	713	98,22°
688	97,24°	701	97,75°	714	98,26°
689	97,28°	702	97,79°	715	98,30°
690	97,32°	703	97,83°	716	98,34°
691	97,36°	704	97,87°	717	98,38°
692	97,40°	705	97,91°	718	98,42°

H мм.	t	H мм.	t	H мм.	t
719	98,45°	747	99,52°	775	100,55°
720	98,49°	748	99,56°	776	100,58°
721	98,53°	749	99,59°	777	100,62°
722	98,57°	750	99,63°	778	100,66°
723	98,61°	751	99,67°	779	100,69°
724	98,65°	752	99,70°	780	100,73°
725	98,69°	753	99,74°	781	100,76°
726	98,72°	754	99,78°	782	100,80°
727	98,76°	755	99,82°	783	100,84°
728	98,80°	756	99,85°	784	100,87°
729	98,84°	757	99,89°	785	100,91°
730	98,88°	758	99,93°	786	100,94°
731	98,91°	759	99,96°	787	100,98°
732	98,95°	760	100,00°	788	101,02°
733	98,99°	761	100,04°	789	101,05°
734	99,03°	762	100,07°	790	101,09°
735	99,07°	763	100,11°	791	101,12°
736	99,10°	764	100,15°	792	101,16°
737	99,14°	765	100,18°	793	101,19°
738	99,18°	766	100,22°	794	101,23°
739	99,22°	767	100,26°	795	101,26°
740	99,26°	768	100,29°	796	101,30°
741	99,29°	769	100,33°	797	101,33°
742	99,33°	770	100,37°	798	101,37°
743	99,37°	771	100,40°	799	101,41°
744	99,41°	772	100,44°	800	101,44°
745	99,44°	773	100,48°		
746	99,48°	774	100,51°		

З піднесенням температури ЗРОСТАЄ не лише пружність насиченої пари, а також і її ГУСТОТА. Це є безпосереднім вислідом того, що опрі-
вання насиченої пари, яка перебуває в безпосередньому сусідстві з течєю,
справляє перехід у газовий стан нових порцій течі. Таким чином, наприк-
лад, 1 грам насиченої водяної пари при 0° має обсяг 204,680 см³, а при
100° лише 1550 см³. Отже бачимо, що коли в нас є якийсь сталий обсяг,
заний при певній температурі t насиченою парою, то опріття останньої
до нової температури t' ($t' > t$) в причини зменшення обсягу насиченої пари
/через збільшення густоти/ матиме своїм вислідом те, що первісний ста-
лий обсяг /обсяг вмістилища пари/ буде ЗАВЕЛИКИМ для даних умов /темпе-
ратура t' / і через те пара з насиченої ПЕРЕТВОРИТЬСЯ В НЕНАСИЧЕНУ; не
пояснює нам між иншим через що-саме ненасичена пара називається такою
ПЕРЕГРІТОЮ.

Отже приходимо до висновку, що з насиченої пари пару перегріту
можна дістати подвійним способом: або через ЗБІЛЬШЕННЯ ОБСЯГУ при нез-
мінній температурі, або через ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ при незмінному об-
сягу. Навпаки з перегрітої пари пару насичену можна дістати або через
відповідне до певної вартості /ЗМЕНШЕННЯ ОБСЯГУ /дорогою ЗБІЛЬШЕННЯ
ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ/ при сталій температурі, або через відповідне ЗНИ-
ЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ при сталому обсязі.

Усяке послідовне збільшення тиснення в першому випадку й усяке
зниження температури в другому випадку, СПРИЧИНЯТИМЕТЬСЯ ДО ПЕРЕХОДУ
ПАРИ В ТЕЧУ. Однак в той час коли в першому випадку зріст тиснення
справлятиме ПОВНУ конденсацію, в другому зниження температури викликатиме
лише ЧАСТКОВУ конденсацію. Та температура, після досягнення якої при
даному тисненні починається процес скроплення пари, називається ТОЧКОЮ

НАСИЧЕННЯ АБО ТОЧКОЮ КОНДЕНСАЦІЇ. Аналогічно та пруживість пари, після досягнення якої при даній температурі розпочинається її скроплення, називається ПРУЖИВІСТЮ НАСИЧЕННЯ.

В наступному викладі ми ознайомимося зі з'явищем СКРОПЛЕННЯ ГАЗІВ. Ми там побачимо, що всі без винятку газові тіла при відповідно-високих тисненнях та відповідно-низьких температурах обертаються в рідкий стан. Отже приходимо до важливого принципного висновку, що ПО-МІЖ ГАЗАМИ ТА ПАРОЮ РІЗНИХ ТЕЧЕВ ЖАТНОЇ ІСТОТНОЇ РІЗНИЦІ НЕ ІСТНУЄ. УСЯКИЙ ГАЗ МИ МАЄМО РОЗГЛЯДАТИ ЯКО ПАРУ ВІДПОВІДНОГО ТІЛА, ДАЛЕКУ ВІД ТОЧКИ НАСИЧЕННЯ.

При певних умовах пара може бути охолоджена НИЖЧЕ ТОЧКИ КОНДЕНСАЦІЇ для даної температури. Така пара дістає назву ПЕРЕСИЧЕНОЇ.

Щоби краще засвоїти те, що було нами сказано про пару, насичену та перегріту, звернемося до наступного досвіду:

Уявимо собі, що в трубці ZT /рис.83/, нижній кінець якої опущено до посудини AA з якоюсь течєю, щільно ходить смок S . Нехай на початку досвіду останній знаходиться безпосередньо над поверхнею течі. Піднесемо смок S на певну височину. Тоді під ним витвориться порожнеча і, як вислід цього, розпочнеться процес паровання течі. Такий процес припиниться аж тоді коли пара досягне стану насичення й пруживість її набуде вартість P , що буде МОЖЛИВО-МАКСИМАЛЬНОЮ ПРИ ДАНІЙ ТЕМПЕРАТУРІ t . Уважатимемо, що остання зберігає свою вартість на протязі цілого досвіду / $t = \text{const}$ /. Піднесемо смок S ще далі, догори; тоді, у вислід зросту обсягу пари, пруживість її зменшиться, а не останнє спричиниться до відновлення процесу паровання, що знову триватиме так довго, аж поки пруживість пари не досягне вартості P . При наступному піднесенні смоку S кожного разу переходитиме в паровий стан нова порція течі, але при цьому ПРУЖИВІСТЬ ПАРИ НЕ ЗАЗНАВАТИМЕ БУДЬ-ЯКИХ ЗМІН і зберігатиме ту вартість P яка відповідає температурі досвіду t . Так стоятиме справа поки існуватиме хоч найменший запас течі; після того як останні рештки її перейдуть у пару, наступне піднесення смоку СПРАВЛЯТИМЕ ВЖЕ ЗМЕНШЕННЯ ПРУЖИВОСТІ ПАРИ, що в НАСИЧЕНОЇ перетвориться вже в НЕНАСИЧЕНУ й при всякому положенні смоку S справлятиме тиснення, МЕНШЕ від тиснення P пари насиченої.

Як що тепер почнемо порушувати смок S у протилежному напрямку, то в першій стадії процесу зменшення обсягу пару спричинятиметься до ЗРОСТУ її ПРУЖИВОСТІ. Цей зріст триватиме аж доти, поки пруживість не досягне вартості P , а пара в перегрітій не перетвориться в насичену. Наступне зниження смоку не змінюватиме вже пруживості газу, яка зберігатиме сталу вартість P , а лише СПРИЧИНЯТИМЕТЬСЯ ДО КОНДЕНСАЦІЇ ПАРИ. Коли смок займе первісне своє положення, вся пара перейде в течу.

Окреслений вище процес послідовного паровання течі, збільшення та зменшення обсягу її пари та конденсації після останньої відбувався ПРИ СТАЛІЙ ТЕМПЕРАТУРІ; в після причини він дістає назву процесу ІЗОТЕРМІЧНОГО.

§ 87. Процес паровання течі відбувається не лише тоді, коли над її поверхнею знаходиться ПОРОЖНЕЧА, а також і тоді, коли місце останньої заступає той або инший ГАЗ. Як що по-між ним газом та паром, або самою течєю не існує будь-якого взаємного ХЕМІЧНОГО ДІЯННЯ, то кількість пари, яку кінець-кінцем випродуковує теча, пілком відповідає тій кількості, що містилася би в даному обсязі у випадку порожнечі. Одна-єдина різниця поміж цими двома випадками полягає в тім, що в другому з них процес паро-

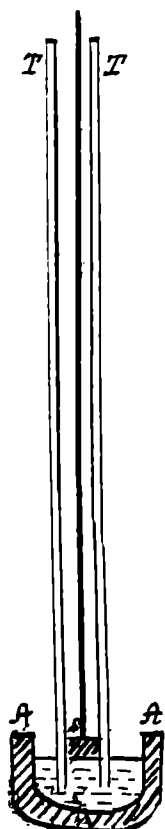


Рис. 82.

вання ВІДБУВАЄТЬСЯ ХВИЛЕВО, тоді як у першому, з причини постійних зустрічей по-між полесулами пари та газу, він для повного свого закінчення ПОТРІБУЄ ПЕВНОГО ЧАСУ.

Згідно твердженню ЗАКОНА ДАЛЬТОНА пруживість суміші де-кількох газів є рівна сумі парціальних пруживостей цих газів, як що б кождий з них з'окрема виконував той обсяг, який в даному разі займає ціла суміш. Через те, що ненасичена пара підпадає всім закономірностям, установленним для газів, на неї поширюється також і закон ДАЛЬТОНА. Спираючися на цю закономірність, ми маємо можливість переводити на практиці помір пруживости ненасиченої пари В УМОВАХ НОРМАЛЬНОГО АТМОСФЕРНОГО ТИСНЕННЯ, коли пара виконує якусь просторін, заміну ВОЗДУХОМ, а не торричелескою порошечю. Автором названої методи є ГЕЙ-ЛЮСАК /Gay-Lussac/. Звернемося до ближчого ознайомлення зі сконструйованим Гей-Люсаком пристроєм. Уявляє він собою /рис.84/ широку скляну трубку A , що на горі запира-

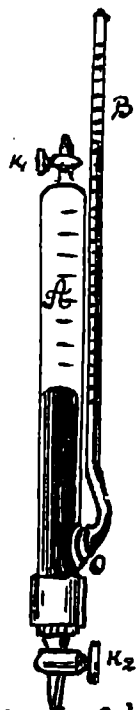


Рис. 84.

ється крантом K_1 , а на долині - крантом K_2 ; в нижній своїй частині трубка A має відросток O , що потім переходить у вузьеньку довгу трубку B . На обох трубках A та B нанесено поділки: на першій для поміру обсягів, на другій - для поміру тиснень /висот ртутних стовпів/. На початку досвіду цілий пристрій виконується ртутю. Після цього при відчиненому кранті K_1 відчиняємо крант K_2 й випускаємо з пристрою певну частину ртуті. При цьому в обох трубках ртутні меніски знижуються до певного рівня n і до трубки A на місце відійшовшої ртуті приходить воздух. Введемо тепер через крант K_1 внутрї трубки A кілька краплин даної течї й дочекаємо певний час аж поки процес паровання не закінчиться й пруживість пари не досягне свого максимума. У вислід зросту тиснення внутрї трубки A ртутний меніск у нїй знизиться на певну величину й для того щоби його знову привести до вервісного рівня n нам доведеться до трубки B доллїти ще певну кількість ртуті. Як що новий рівень меніску є m , то висота ртутного стовпу mn і визначить відімо тиснення, що його справила пара, инакше кажучи визначить пруживість останньої.

§ 82. Досвід показує, що при ПАРОВАННІ РОСЧИНУ від поверхні останнього відділяються лише молекули ЧИСТОГО росчинника, молекули ж росчиненого тіла лишаються в ньому, збільшуючи в процесі паровання його концентрацію. При дотику до тіл з низькою температурою пара росчиннику конденсується й цією доорою ми дістаємо ЧИСТИЙ РОСЧИННИК. Така метода відокремлення росчиннику від росчиненого в ньому тіла /чи групи тіл/ називається ДЕСТИЛЯЦІЄЮ. Вода, що зустрічається в природі /морська, річна, дощова, джерельна/ має в більшій або меншій мірі різні домішки, уявляючи собою таким чином слабкий росчин різних мінеральних тіл. Для наукових та медичних потреб така вода не придатна, а через те її доводиться дестилувати. Для її дестилляції зуживається пристроїв різноманітних конструкцій. Найпримітивніший з них показано на рис. 85. Натуральна вода огрівається в колбі A ; при чому водяна пара з неї йде по трубці ab ; остання проходить через ширшу трубку LM , по якій тягло циркулює зимна вода. Трубка ab має похиле положення, а через те зконденсована пара стікає по нїй до посудини, що міститься під її кінцем a . Справжній дестилляційний пристрій, якого зуживається для технічних потреб, показано на рис. 86.

Є необхідним згадати ще про т.зв. ФРАКЦІОНАРНУ ДЕСТИЛЯЦІЮ, за поміччю якої переводиться ВЗАЄМНЕ ВІДОКРЕМЛЕННЯ ДВОХ ЧИ ДЕ-КІЛЬКОХ ТЕЧЕЙ, що ВІТВОРЮЮТЬ СОБЮ ОДНУ СУМІШ і мають різні точки кипіння. Для цього суміш огрівається послідовно до температури кипіння однієї течї, далі другої і т.д., починаючи з течї, що має найнижчу точку кипіння. Вважаючи на те, що всяка течя парує, а також і при температурах од неї нижчих /після досягнення точки кипіння процес паровання набирає лише більшої інтенсивности/ при фракціонарній дестилляції суміші двох течей на практиці

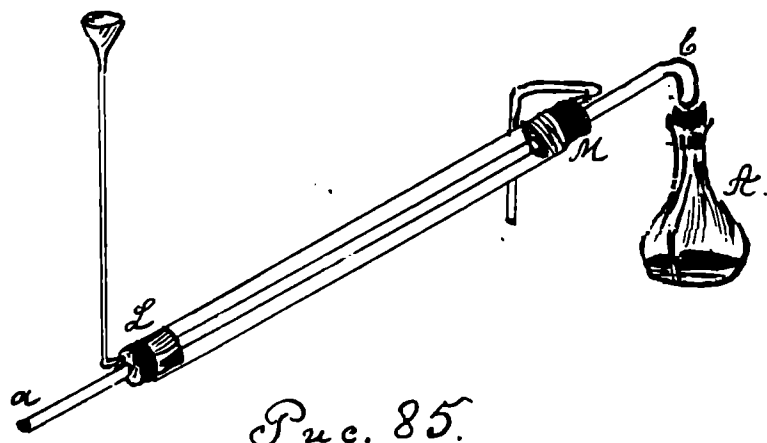


Рис. 85.

не можна ВІДРАЗУ досягнути повного розділення цих течей. Але до цього частитить прийти дорогою повторних маніпуляцій, при яких кожного разу відсоткове відношення однієї течі все зростає, а другій навпаки малітиме, аж поки зрештою не лишається одна чиста течя /через такі повторення маніпуляцій і самий процес дистиляції дістає назву фракціонарного/.

Натуральна нафта складається з суміші декількох тіл, не однакових фізичних властивостей. Взаємне розділення їх досягається дорогою фракціонарної дистиляції; при цьому в першу чергу /при температурі біля 130° / відходять тіла найбільш летучі, а саме: НАФТОВИЙ ЕТЕР, БЕНЗИН, ГАЗОЛІН; при вищих температурах - від 130° до 275° переганяються різні гатунки ГАСУ, при ще вищих

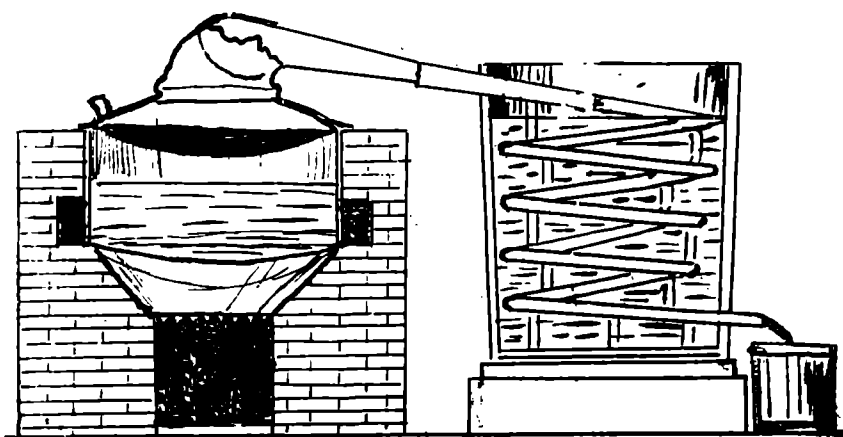


Рис. 86.

температурах різні ШМАРОВІ ОЛІЇ; рештка, яка у вигляді густого тіла лишається після закінчення процесу уявляє собою т.зв. МАЗУТ, що уявляє собою певний опаловий матеріал.

Тією ж методою переводиться відділення від води ВИННОГО СПИРТУ, що повстає при шумуванні водного розчину пукру. Через те, що точка кипіння винного спирту /етилевої алкоголь/, яка виносить $78^{\circ},3$ з близькою до точки кипіння води, разом зі спиртом переганяється значна кількість води. Для швидкого відділення спирту від води в цьому випадку вживається особливий, т.зв. "РЕКТИФІКАЦІЙНИХ" пристроїв, у яких суміш спирту та води переходить через низку холодильників, що мають температури нижчі від 100° й вищі від $78^{\circ},3$; у кожному з таких холодильників спирт конденсується в кількостях більших, ніж вода, й через те з останнього холодильника виходить уже майже - чистий /95%/ спирт.

§ 83. Де-які тіла володіють здібністю ПЕРЕХОДИТИ ДО СТАНУ ГАЗОВОГО БЕЗПОСЕРЕДНЬО ЗІ СТАНУ ТВЕРДОГО /І НАВПАКИ/. Вище ми вже назвали це з'явище СУБЛІМАЦІЄЮ. В тому разі, як і у випадку течей, процес переходу тіла до газового стану відбувається не лише в порожнечі, а також і у повітрі. Іноді він безпосередньо не є помітним, іноді ж надається до легкого спостереження у вислід певних сторонніх ефектів. Здебільшого це буває тоді, коли тіло має певний ЗАПАХ. Тоді вислідом процесу сублімації є поширення цього специфічного запаху в зовнішньому повітряному оточенні. Так, наприклад, стоїть справа з ІОДОМ та КАМФОРОЮ. Серед інших тіл, що дають сублімацію, слід згадати про ЛІД. Цим пояснюється присутність в атмосфері водяної пари взимку, при температурах, нижчих од 0° . При температурі 0° пружність водяної пари в присутності льоду виносить

1,58 мм. ртутного стовпу, при температурі - 30° вона ще має вартість 0,28 мм.

Процес паровання льоду можна продемонструвати на наступному пристрої: до вігнутої скляної трубки *AB* (рис. 87), що має одне закрите коліно *A*, наливається трохи води; після цього воздух у трубці до певної міри виповується через друге коліно *B* й останнє вакуується. Далі коліно *A* охолоджується до температури 0° й вода в ньому обертається в лід. Як що тепер коліно *B* умістити до холодильної суміші, температура якої є значно нижчою від 0°, то помічається зменшення льоду в коліні *A* й з'явлення його в коліні *B*.

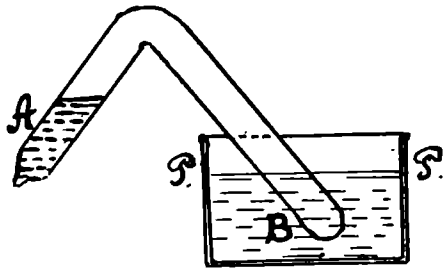


Рис. 87.

Процес сублімації відбувається коштом тих запасів енергії, які переховує в собі тіло в формі тепла. А через те названий процес є зв'язаний з ОХОЛОДЖЕННЯМ ТІЛА. Кількість тепла, яку тіло СТРАЧУЄ при сублімуванні 1 граму, називається ПИТОМИМ ТЕПЛОМ СУБЛІМАЦІЇ. При відворотному процесі переходу пару в твердий стан теж тепло СТАЄ ВІЛЬНИМ і ВИДІЛЯЄТЬСЯ тілом на зовні.

§ 85. В своєму місці ми вже зазначили про те, що НЕНАСИЧЕНА ПАРА будь-якої течії ПО СВОЇХ ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЯХ ВІДПОВІДАЄ ЗВИЧАЙНОМУ НАТУРАЛЬНОМУ ГАЗУ. При даних умовах досвіду ненасичена пара різних тіл матиме РІЗНУ, властиву для кожного тіла ГУСТОТУ. Цю густоту ми можемо відносити до ВОДИ, але значно зручніше відносити її до ВОЗДУХУ. Отже надалі ПІД ГУСТОТОЮ НЕНАСИЧЕНОЇ ПАРИ ДАНОГО ТІЛА МИ РОЗУМІТИМЕМО ВЕЛИЧИНУ, ЩО ВИЗНАЧАЄ СТОСУНОК МАСИ ПЕВНОГО ОБСЯГУ ПАРИ ДО МАСИ ТОГО Ж ОБСЯГУ СУХОГО ВОЗДУХУ ПРИ ТАК ЖЕ УМОВАХ ТЕМПЕРАТУРИ ТА ТИСНЕННЯ.

Розглянемо найбільш цікаві методи знаходження густоти ненасиченої пари.

І. МЕТОДА ДЮМА /Dumas/. Ця метода основана на ЗНАХОДЖЕННІ МАСИ ПЕВНОГО ОБСЯГУ ПАРИ. До скляного кулистого балону *A* (рис. 88) з одягнутою трубкою наливається порція даної течії. Після цього балон міститься до гарячої ванни, температура якої має бути вищою від точки кипіння течії. При такій температурі процес кипіння відбувається енергійно й з трубочки *z* увесь час виходить струмінь пари. Коли останні запаси течії перейдуть в пару, струмінь зникне; в цей момент трубочка *z* вакуується й таким чином балон *A*, що містить уже тільки одну пару /без течії/, ізолюється від зовнішнього оточення. Одночасово з цим міряється барометричне тиснення *H* та температура ванни. Після цього балон /добре перед тим осушений/ зважується. Далі балон опускається у воду й кінчик трубки відламується; вода увиходить всередину балону й виповнює його. Балон зважується знову, на цей раз уже з водою. Хай тягар його виносить $P = Mg$, тягар балону з воздухом при температурі t' і тисненні H' нехай виносить $p = mg$, а з паром даної течії - $p' = m'g$. Памятаючи, що тягар є пропорціональний до маси і що густота води виносить 1, скажемо, що обсяг балону v визначиться величиною $P - p$, себ то

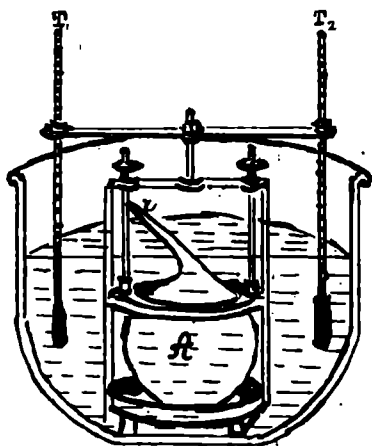


Рис. 88.

Зазначимо густоту пари через D , густоту воздуха через d ; тоді дістаємо:

$$v = M - m = P - p; \quad /164/$$

$$(D - d) v = m' - m = p' - p;$$

або, на основі /164/:

$$(Q-d)/(P-p) = p'-p \dots \dots \dots /I65/$$

звідкиля:

$$Q = \frac{p'-p}{P-p} + d \dots \dots \dots /I66/$$

Густоту пари зглядно воздуху ми маємо обчислити на основі взору $\delta = \frac{Q}{d}$, але при цьому мають бути взяті такі вартости величин Q та d , які відповідають у е тим же умовам температури та тиснення. Щоби прийти до цього зведучемо величину d до температури t' та тиснення H' . Редукція до 0° при все тому ж тисненні H' дала би: $d_{0,H'} = d(1+\gamma t)$; редукція до 0° и тиснення 760 мм. дала би $d_{0,760} = d(1+\gamma t) \cdot \frac{760}{H'}$; редукція до t' и 760 мм. дала би: $d_{t',760} = \frac{d(1+\gamma t')}{1+\gamma t} \cdot \frac{760}{H'}$; нарешті редукція до температури t' и тиснення H дає:

$$d_{t',H} = \frac{d(1+\gamma t')}{(1+\gamma t)} \cdot \frac{760}{H'} \cdot \frac{H}{760}$$

або

$$d_{t',H} = d' = d \cdot \frac{1+\gamma t'}{1+\gamma t} \cdot \frac{H}{H'} \dots \dots \dots /I67/$$

звідкиля для величини δ на основі взору /I66/ дістаємо вираз:

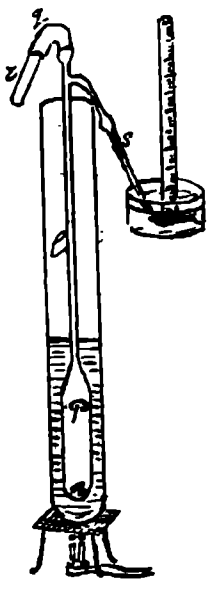
$$\delta = \frac{Q'}{d'} = \left\{ \frac{p'-p}{P-p} + d \right\} : \left\{ d \frac{1+\gamma t'}{1+\gamma t} \cdot \frac{H}{H'} \right\} = \left\{ \frac{p'-p}{P-p} \cdot \frac{1}{d} + \beta \left(\frac{1+\gamma t'}{1+\gamma t} \cdot \frac{H'}{H} \right) \right\} \dots \dots \dots /I68/$$

На практиці величину d' можна обчислити по такому взору:

$$d' = d_{0,760} \cdot \frac{H' - \frac{3}{8} S}{760 \cdot (1+\gamma t')} \dots \dots \dots /I69/$$

де $d_{0,760} = 0,001293$ означає густоту воздуху при $0^\circ C$. и 760 мм. тиснення, а S є пруживість водяної пари при даній температурі.

2. МЕТОДА ВІКТОРА МЕЙЕРА /Victor Meyer/. Ця метода має ще назву МЕТОДИ ВИТИСНЕННЯ, бо вона ґрунтується на тому що пара витискує рівний її власному обсягу обсяг воздуху тієї ж температури. Мейєрів пристрій /рис.89/ складається з широкої трубки P , що далі переходить у вузьку трубку L ; за поміччу гумової трубки q остання сполучається зі закритою скляною трубкою Z . Від трубки L відгалужується ще трубка S , відкритий кінець якої загнута догори. Нижня частина пристрою міститься до гарячої ванни, температура якої є вищою від точки кипіння даної течі.



Перед початком досвіду пією течєю виповнюється маленька ампулька, що зважується спочатку порожньою, а потім з течєю. Пією дорогою знаходиться маса M налятої до неї течі. Названа ампулька вкладається до трубки Z . Після того як ванна набуде сталої рівномірно-розподіленої температури, кінець трубки S опускається до посудини з водою и накривається перевернутою догори пробіркою p , з нанесеною на ній обсяговою шкалою. Одночасово з цим підноситься до гори трубки Z у вислід чого ампулька спадає на днище трубки P . Висока температура викликає в течі процес паровання, пара виштовхує затиčku ампульки и ціла порція течі відразу обертається в пару. Остання, виповнивши певний обсяг и справивши внутрі пристрою збільшення тиснення /яке до того часу було нормальним/, починає витискувати воздух, що по трубці S надходить до пробірки p и збирається в її горішній частині, у звільнюючи останню від води.

Рис. 89.

Відраховуємо по закінченні досвіду на пробірці μ обсяг v витисненого паром воздуха. Останній у пробірці μ має температуру зовнішнього оточення t і перебуває під тисненням $H-h$, де h означає ртутний еквівалент водяного стовпу в пробірці μ /себ-то висоту цього стовпу, поділену на 13,6/; отже маса цього воздуха виноситься $m = v \cdot d_{t, H-h}$ де $d_{t, H-h}$ є густота воздуха при температурі t і тисненні $H-h$. Виразимо величину $d_{t, H-h}$ через відому нам величину $d_{0,760} = 0,001293$; тоді матимемо:

$$d_{t, H-h} = \frac{d_{0,760}}{1 + \gamma t} \cdot \frac{H-h}{760} \quad \dots \dots \dots /170/$$

Як що останній вираз підставимо у взір:

$m = v \cdot d_{t, H-h}$ /171/
то знайдемо масу m воздуха в пробірці μ . Тоді для зглядної густоти пари δ дістанемо вираз:

$$\delta = \frac{M}{m} = \frac{M}{0,001293 \cdot v \cdot \frac{H-h}{760} (1 + \gamma t)} = \frac{587,800 \cdot M}{v(H-h) (1 + \gamma t)} \quad \dots \dots \dots /172/$$

§ 84. Ми вже мали нагоду звертати увагу на той факт, що стосунки густот /питомих тягарів/ двох газів є рівний стосунку їхніх молекулярних тягарів. Поширюючи це правило на ненасичену пару різних тіл ми приходимо до нової методи обчислення молекулярних тягарів цих тіл. Справді, як що через M_v та δ_v зазначимо молекулярний тягар та густоту водня, /зглядно воздуха/ а через M та δ молекулярний тягар даного тіла та густоту його пари, то в відношення: $M : M_v = \delta : \delta_v \dots \dots \dots /173/$

дістанемо: $M = \frac{M_v}{\delta_v} \cdot \delta \quad \dots \dots \dots /174/$

Взявши на увагу, що $M_v = 2,01227$ /як що молекул. тягар кисеня вважати рівним 32/ і $\delta_v = 0,069498$, дістанемо:
 $M = 28,95 \delta \quad \dots \dots \dots /175/$

Отже маємо взір, що дозволяє по густоті пари даного тіла обчислити його молекулярний тягар.

Як бачимо, стосунок $\frac{M}{\delta}$ для всіх тіл має сталу вагівість, що виносить 28,95. Ниче ми подаємо для порівняння таблицю вартостей величин δ та M для де-яких тіл:

Назва тіла	Густота пари	Молекулярний тягар	Молекулярний взір.
Сіока	2,211	64	S
Ртуть	6,976	200	Hg
Вода	0,622	18	H_2O
Бензол	2,752	78	C_6H_6
Алкоголь	1,613	46	C_2H_5OH
Етер	2,565	74	$(C_2H_5)_2O$

Окреслена нами закономірність має велику практичну вагу. Вона творить собою основу простої й зручної методи знаходження молекулярних тягарів, що є більш чуюлою від інших метод /зниження точки замерзання та піднесення точки кипіння/.

§ 86. Земна атмосфера завше містить у собі водяну пару, кількість якої змінюється в часі та просторі. Водяну пару постачають моря, річки

овера. В безпосередній близькості до поверхні водозборів пара перебуває в насиченому стані; на більших віддаленнях од них воздух загалом містить у собі пару, насичену. Процес паровання води перебуває в безпосередній залежності від **ТЕМПЕРАТУРИ**; що ~~ж~~ до впливу самого воздуха, то його присутність, як те ми вже в'ясували вище, впливає лише на **СКОРІСТЬ** процесу і будь-яких інших змін у ньому не справляє. В порожнечі перехід води в пару відбувається хвилино, у воздуху він потребує певного часу, тим більше, чим меншими з'являються вільні інтервали по між молекулами себ-то, чим густішою є атмосфера. Отже **ЧИМ БІЛЬШИМ Є БАРОМЕТРИЧНЕ ТИСНЕННЯ, ТИМ ПОВІЛЬНІШЕ ВІДБУВАЄТЬСЯ ПАРОВАННЯ** /тим гірше висихають на воздуху вогкі предмети/. Само собою розуміється що скорість паровання залежить від розмірів поверхні водозборів. На величину цієї скорості впливають **ВІТРИ**; справляючи рух воздухних мас вони сприяють дифузії водяної пари від місць, де більше збагачених до місць, збагачених менше. Нарешті на скорість паровання має вплив і та **КІЛЬКІСТЬ ПАРИ**, що ~~вже~~ **ЗНАХОДИТЬСЯ В АТМОСФЕРІ**. Чим більшою є вона, тим повільніше відбувається процес паровання; з цієї причини в насиченій паром атмосфері вогкі предмети не сохнуть.

Водяна пара є одним із важливих метеорологічних чинників, а через те питання про помір її кількості у воздуху набирає не аби-якого практичного інтересу. **КІЛЬКІСТЬ ВОДЯНОЇ ПАРИ** /ВИРАЖЕНА В ГРАМАХ/, ЯКА ПРИПАДАЄ НА І КУБІЧНИЙ МЕТР ВОЗДУХУ, НАЗИВАЄТЬСЯ **А Б С О Л Ю Т Н О Ю ВОЖКІСТЮ** ОСТАННЬОГО. Через те, що І куб. метр. воздуху в нормальному стані /при 0° й 760 мм./ володіє масою в 1293 гр. і що густота водяної пари згідно воздуху /тислі ж температури та тиснення/ виносить 0,622, абсолютна вогкість ρ визначиться взором:

$$\rho = 1293 \cdot 0,622 \cdot \frac{1}{1 + \gamma t} \cdot \frac{p}{760} \dots \dots \dots /176/$$

де t - температура досвіду, а p - пруживість пари у воздуху.

Взір /176/ остаточно перепишеться так:

$$\rho = \frac{1,0582}{1 + \gamma t} \cdot p \dots \dots \dots /177/$$

Таким чином знайшовши пруживість водяної пари p при данній температурі t , зможемо на основі взору /177/ обчислити абсолютну вогкість ρ .

Величину ρ можна також знайти і безпосередніми помірами. Для переведення останніх, користають з пристроєм, показаного на рис. 90.

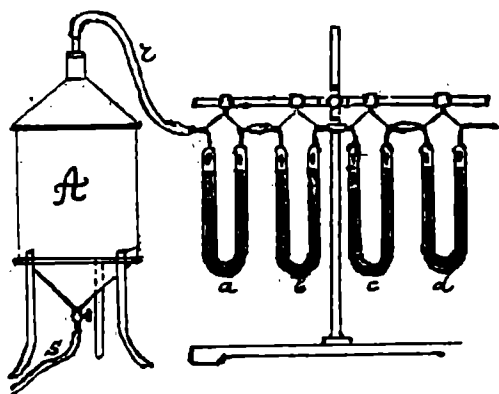


Рис. 90.

Цей пристрій, що має назву **ХІМІЧНОГО ГІГРОМЕТРА**, складається з аспиратору A , що поміщу гумової трубки z сполучається з системою трубок a, b, c, d , виповнених яким-небудь гігроскопічним тілом, наприклад, хлоридом кальція. Перед початком досвіду аспиратор наповнюється водою, а трубки a та b зважуються. Після цього через трубку z вода з аспиратору випускається і на місце її надходить зі зовні воздух, що, проходячи через трубки a та b , сповна віддає гігроскопічному тілу водяну пару /трубки c та d відіграють помічну роль й слугають для того, щоб запобігти переходу до тру-

бок a та b водяної пари з аспиратора/. Нове зважування трубок a та b дозволяє визначити тягар водяної пари, а помір обсягу, випущеної з аспиратору води, показує обсяг перепущеного через пристрій воздуху. Таким чином надається до визначення величина ρ :

Метеорологія замість абсолютної вогкості вживає здебільшого іншого поняття, яке має назву **ВОЖКОСТІ ЗГЛЯДНОЇ**. Під зглядною вогкістю воздуху ми розумітимемо **ВІДНОШЕННЯ КІЛЬКОСТІ ВОДЯНОЇ ПАРИ**, що міститься в даному обсязі воздуху, до тислі її кількості /**МОЖЛИВО-НАЙБІЛЬШОЇ**/ що **ЗНАХОДИЛАСЯ Б У ЦЬОМУ ОБСЯЗІ**, КОЛИ БИ ПАРА ПЕРЕБУВАЛА В НАСИЧЕНОМУ СТАНІ.

Отже як що зглядну вогкість зазначимо через z , а кількість насиченої пари, що припадає на І куб.метр. воздуху /при температурі t / заз-

начимо через ϕ , то, матимемо:

$$z = \frac{\phi}{\phi_0} \dots \dots \dots /178/$$

Зглядна вохкість виражається у відсотках. Максимальна вартість, яку може мати величина z є 100%.

Якщо пруживість насиченої пари /при температурі t / зазначимо через P , то зможемо написати:

$$\phi_0 = \frac{1,0582}{1 + \gamma t} \cdot P \dots \dots \dots /179/$$

на основі чого дістанемо:

$$z = \frac{\phi}{\phi_0} \dots \dots \dots /180/$$

Величину P можна взяти безпосередньо з таблиць пруживості насиченої пари, складених РЕНЬО. Для знаходження величини μ потрібуються особливі пристрої, які дістають назву ГИГРОМЕТРИВ. Останні можуть бути двох типів: перші дозволяють визначити величину μ дорогою знаходження т.зв. ТОЧКИ РОСИ, другі дають можливість окреслити ступень вохкості повітря через спостереження скроості паровання. З пристроїв першої категорії розглянемо ГИГРОМЕТР ДАНІЕЛЯ /*Daniell*, 1827/ та ГИГРОМЕТР ЛАМБРЕХТА /*Lambrecht*/. Ознайомимося з засадою, на яку спирається конструкція цих пристроїв. Як загальне правило водяна пара перебуває в атмосфері в стані НЕНАСИЧЕНОМУ. Отже коли вона при температурі досвіду t є ненасиченою, то її можна довести до стану НАСИЧЕННЯ дорогою ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ.

Таким чином, справивши повне охолодження, ми можемо довести пару до стану насичення, після остигнення якого НАЙМЕНШЕ ПОСЛІДУЮЧЕ ОХОЛОДЖЕННЯ СПРАВЛЯЄТЬСЯ СКРОПЛЕННЯ ПАРИ. Та температура T , при якій водяна пара досягає стану насичення і починає скроплюватися, має назву ТОЧКИ РОСИ. Знайшовши точку роси, звертаємося безпосередньо до таблиць Реньо, звідки й беремо вартість пруживості пари P для температури T .

ДАНІЕЛІВ ГИГРОМЕТР уявляє собою /рис.91/ широку колінчасту скляну трубку, що закінчується двома кулями A та B , які містять у собі деяку кількість ЕТЕРУ. З пристроєм випомповано воздух, а через те ціла його вільна просторина виповнена паром етеру. Куля A на зовнішній своїй поверхні має пасок з позолоти, куля B обв'язана мусліном. Останній обливається етером, який парує й справляє охолодження кулі B .

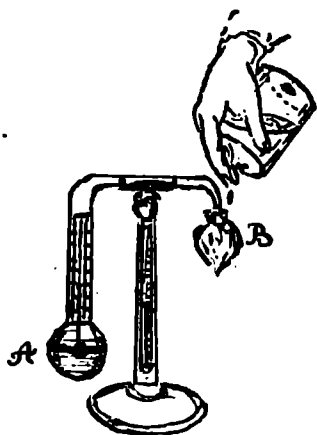


Рис. 91.

У вислід такого охолодження всередині кулі B розпочинається процес конденсації етерової пари; названий процес спричиняється до зменшення тиснення в цілому пристрої, а це починає викликати паровання етеру в кулі A . Остання з цієї причини теж охолоджується й коли температура її знизиться остільки, що при даній вохкості повітря відповідатиме стану насичення водяної пари, розпочнеться процес конденсації пари, що осадить на позолоченій частині кулі A в формі РОСИ. Спостерігаючи на позолоченій частині кулі A момент з'явлення краплин роси, в той же момент по термометру, що міститься всередині пристрою, відраховуємо температуру, яка й дасть нам "точку роси". На підставці пристрою міститься ще другий термометр, помічку якого ми визначаємо температуру досвіду. Таким чином маємо можливість знаходити вохкість не лише абсолютну, а також і зглядну.

Простішим і разом з тим зручнішим є ГИГРОМЕТР ЛАМБРЕХТІВ /рис.92/ в якому охолодження справляється дорогою продування через етер, який міститься в металевій скриньці K , воздуху; для такого продування воздуху служить гумова груша G . З'явлення роси спостерігається на добре вишліфованій дзасі Z .

З пристроїв другого типу розглянемо т.зв. ПСИХРОМЕТР /сконструйований АЗГУСТОМ /*August*/ і удосконалений АСМАНОМ /*Assman*/. Склада-

ється він /рис.93/ з двох однакових термометрів *A* та *B*, що містяться поруч на одній стійці. Кулька

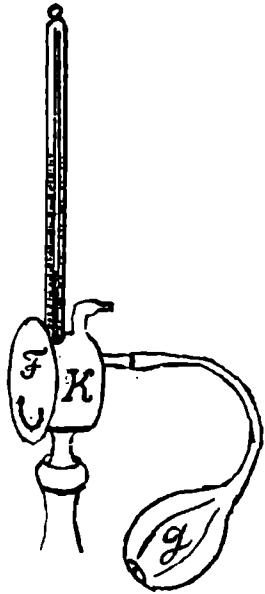


Рис. 92.

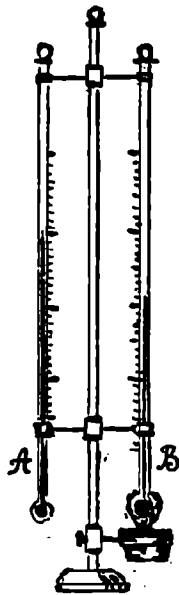


Рис. 93.

одного з них *B* обмотана муслінною, що опущений до посудини з водою й таким чином тягло підтримується у вохкому стані. У вислід паровання води температура мусліни й найближчого до нього оточення знижується, так що, коли перший термометр *A* показує температуру t , другий *B* показує температуру t' , меншу від t . У наслідок витвореної таким чином різниці температур $t - t'$ зовнішнє оточення до предметів, які мають знижену температуру /мисли, кулька термометру, найближчі верстви повітря/ постачає тепло. Інтенсивність такого руху тепла залежить, як нам відомо, від різниці температур, а через те кількість тепла q , що надходить від зовнішнього оточення, буде пропорційна до величини $t - t'$ себ-то $q = \alpha (t - t') \dots /181/$

Інтенсивність процесу паровання води перебуватиме в залежності від стану повітря. Чим більшою буде його вохкість, тим слабше паруватиме вода й тим меншим буде охолодження; навпаки чим менше буде повітря вохким, тим процес паровання буде сильнішим, а через це тим більша кількість тепла витрачатиметься на цей процес.

У певний мент часу по між двома взаємно-протилежними процесами - процесом охолодження й процесом допливу тепла зі зовні установиться певний стан РІВНОВАГИ й тоді показання другого термометру *B* наберуть сталу вартість. Остання змінюватиметься лише тоді, коли підпадатиме змінам ШКОРИСТЬ ПАРОВААННЯ, що в свою чергу перебуває в залежності від вохкості повітря. Чим більше водяна пара атмосфери відходитиме від стану насичення, інакше кажучи чим більше пруживість її p відрізнятиметься від пруживості P /для температури досвіду t / пари насиченої, тим інтенсивнішим буде процес паровання, а через те тим більшою буде різниця температур. Таким чином ПО МІЖ ВЕЛИЧИНАМИ: $t - t'$ та $P - p$ ІСТНУВАТИМЕ ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ЗАЛЕЖНІСТЬ:

$$t - t' = \alpha (P - p) \dots /182/$$

де α є певний коефіцієнт пропорційності, властивий даному пристрою. Зазначивши $\frac{1}{\alpha} = k$, з виразу /182/ матимемо:

$$p = P - k (t - t') \dots /183/$$

Якщо знайдемо вартість коефіцієнту k через порівняння показань психрометра з показаннями гігрометра, то, користаючи зі взору /183/ зможемо обчислювати пруживість водяної пари p для будь-якої вартості температури.

§ 87. Для визначення степеню вохкості повітря вживається на практиці ще один пристрій, а саме ВОЛОСЯНИЙ ГИГРОМЕТР, конструкція якого належить ШОСЮРОВІ /Saussure/. Основою складовою частиною цього гігрометра /рис.94/ є довгий людський волос, увільнений /досгою довгого виварювання в етері/ від тукових його елементів і таким чином згігроскопований. Одним кінцем своїм *a* волос закріплений на стійці, другий, вільний кінець його перекинуто через вал показчика /стрілки/ й обтяжено відповідної маси тягарцем n . Пристрій міститься до камери з АБСОЛЮТНО-СУХИМ повітрям; супроти поділку скалі, на якому встановлю-

ється при цьому показчик, ставиться цифра 0. Далі пристрій переноситься до камери з насиченою водяною парю; супроти нового положення показчика ставиться на шкалі цифра 100. Після того відступ по-між двома названими положеннями показчика поділюється на 100 рівних частин. Таким чином ми дістаємо **СКАЛУ ВОЛОСЯНОГО ГИГРОМЕТРА**. Згідно дослідженням ГЕЛ-ЛОСАКА по-між поділками цієї шкалі та ступіннями вологості існує таке співвідношення:

Поділка шкалі волосян.гигром.	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Ступіні вох- кості	0	4	9	15	21	28	36	47	61	79	100%

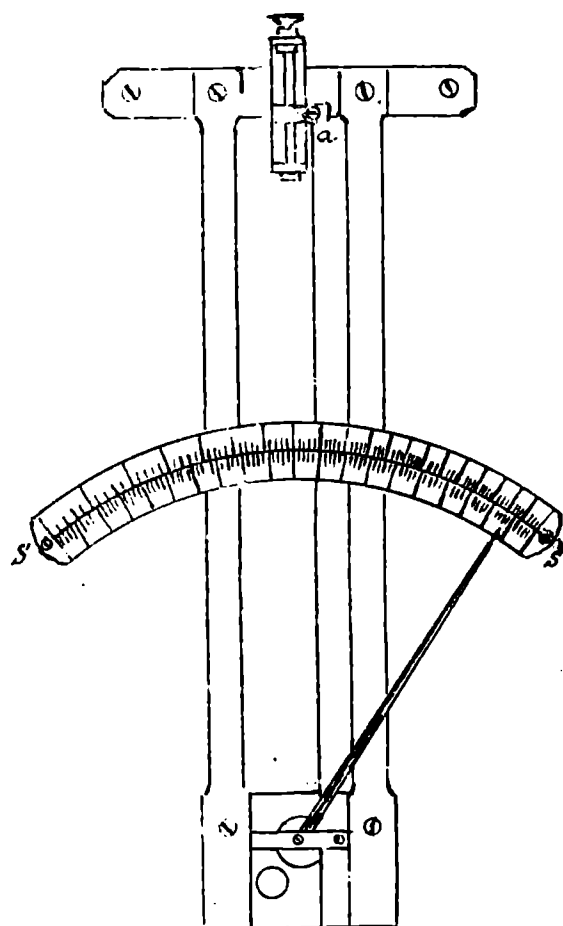


Рис. 94. μ

§ 88. Ті з'явища, які в попередньому § ми дослідили АНАЛІТИЧНО, окреслимо тепер ГІСТОМЕТРИЧНО, користаючи з відомої нам графічної методи. Візьмемо /рис.95/ дві координатні осі й одну з них примемо за **ВІСЬ ТЕМПЕРАТУР**, а другу за **ВІСЬ ПРУЖИВОСТЕЙ**. Для кожної температури пруживість НАСИЧЕНОЇ водяної пари μ матиме певну точно-овзначену вартість. Кожда пара таких відповідних вартостей величин t та μ дасть точку площі tr . Тягла сукупність таких точок складе певну криву, що уявлятиме собою **КРИВУ КОНДЕНСАЦІЇ**. Для всіх точок площі tr , що лежатимуть **ВИЩЕ** цієї кривої ми матимемо **РІДКУ** фазу, для всіх точок, що лежатимуть **НИЖЧЕ** від неї - фазу **ГАЗОВУ**. Графіка рис. 95 дозволяє легко розв'язувати всі питання, що можуть виникнути на практиці.

Уявимо, наприклад, що нам є цікавим довідатися яку пруживість матиме насичена пара при температурі t . Щоби розв'язати це питання поступаємо так: узявши на осі температур точку, що відповідає величині t , ведемо з неї просту, рівнобіжну до осі пруживостей. Ордината точки E зустрічі названої простої з кривою конденсації і подасть нам необхідну вартість тиснення.

Візьмемо ще другий приклад: водяна пара /ненасичена/ знаходиться при температурі t й тисненні q ; на скільки ступнів треба її охолодити, щоби при цьому тисненні вона стала насиченою. Щоби розв'язати це питання поступаємо так: на лінії qE від точки q відкладаємо відтинok

$qC = q$ й через точку C ведемо просту, рівнобіжну до осі температури. Абоциса t точки E зустрічі цієї простої з кривою конденсації визначить точку насичення, а різниця $t - t_c$ покаже наскільки ступнів належить охолодити пару.

§ 89. Крива рис. 95, показує, що при звичайних температурах водяна пара має незначну пруживість, яка визначається що-найбільше кількома десятками міліметрів ртутного стовпу. Це дозволяє нам зрозуміти через що саме при названих умовах /невисока температура й атмосферне тиснення/ вода перебуває в стані **РІДКОМУ**. Як бачимо лише при температурі в $100^\circ C$. внутрішня пруживість парів в стані зрівноважити зовнішнє тиснення атмосфе-

Пружність

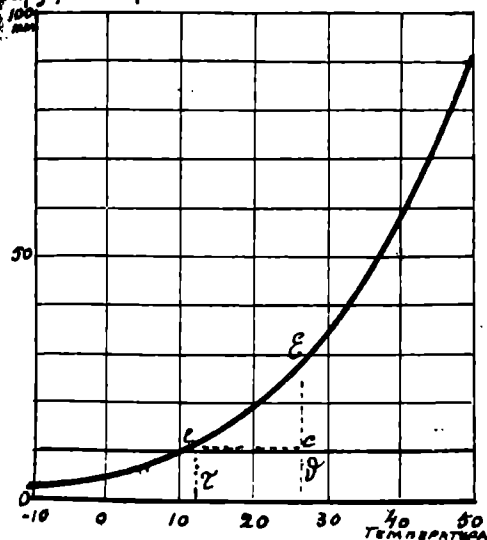


Рис. 95.

До такого погляду на гази, яко на перегріті пари, що по умовах температури та тиснення в більшій чи меншій мірі віддалені від точки конденсації, вперше прийшов ФАРАДЕЙ, хоча можливість такого переходу передбачав ще ЛАВУАЗЬЕ.

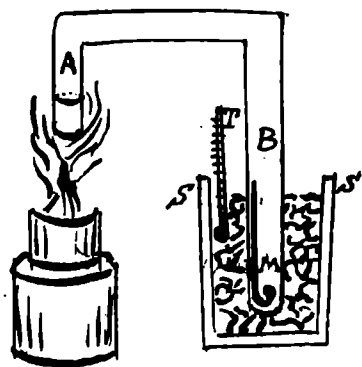


Рис. 96.

Перші свої досвіди /р.1823/ Фарадей переводив наступним чином. До короткого коліна *A*, зігнутої й залізаної з обох кінців трубки *AB* /рис.96/ він умішав відповідне тверде чи рідке тіло, що при ogrиванні виділяло з себе потрібний газ. Друге коліно *B* він опускав до посудини *SS*, виповненої холодною сумішшю; всередині названого коліна містився також особливий манометр *M* зі стиснутим повітрям. В міру випуску газу в коліні *A* всередині пристрою тиснення зростало тиснення; в певний момент воно робилося настільки значним, що в коліні *B* розпочинався процес конденсації. В цей момент по манометру замічалось тиснення, а по термометру *T* відраховувалась температура.

Удосконалюючи технічний бік справи Фарадей під кінець своїх досвідів /р.1845/ досягав уже температури в -100° при тисненні в 50 атмосфер.

Отже зрештою йому пощастило скропити усі відомі в той час гази за винятком кисню, водню, азоту, двоокису вуглецю / CO_2 /, двоокису азоту / NO_2 / та метану. Факту нескроплення названих газів Фарадей дав правильне тлумачення, пояснивши його неможливістю досягнути /з причин технічних/ відповідно-низьких температур. Досвіди НАТТЕРЕРА на початку другої половини XIX стол., при яких зуживалося досить високих тиснень /до 3000 атмосфер/ показали, що **СТИСКАЛЬНІСТЬ** ГАЗІВ МАЛІЄ В МІРУ ЗРОСТУ ТИСНЕННЯ. Такий вислід захитав думку Фарадея й породив сумніви, що-до можливості обернення в рідкий стан усіх без винятку газових тіл. Ці сумніви на значний час увіяли під свій вплив наукову думку і ними як раз пояснюється факт витворення поняття про "СТАЛІ" гази, що скроплення ніби то не піддаються. Року 1869 ЕНДРІЮС /*Andrews*/ досліджуючи стискальність CO_2 при різних температурах, знайшов, що **ВИЩЕ ДЕ-ЯКОЇ ОЗНАЧНОЇ TEMPERATURY ГАЗ СКРОПЛЕННЮ НЕ ПІДДАЄТЬСЯ**, які в значні тиснення при цьому не вживалися. Названу температуру Ендріус назвав температурою КРИТИЧНОЇ.

Щоби докладніше зрозуміти висліди праць Ендріуса звернемося до фізичної інтерпретації його спостережень. Отже уявимо собі певний обсяг якого-небудь газу, наприклад CO_2 , що знаходиться в посудині, TEMPERATURA ЯКОЇ ПІДДЕРЖУЄТЬСЯ СТАЛОЮ. Піддаватимемо далі цей обсяг газу

газу значному тисненню /від 45 атмосфер і вище/, переводючи досвід по-
слідовно при різних температурах. Тоді, прийнявши вісь абсцис за ВІСЬ
ОБСЯГІВ, а вісь ординат ЗА ВІСЬ ТИСНЕНЬ ми для кожної температури дїста-
немо відповідну, ХАРАКТЕРНУ ДЛЯ ДАНОГО ГАЗУ криву. З умов досвіду $p =$
 $Const$ /слідє, що кожда така крива уявлятиме собою ІЗОТЕРМУ. Для CO_2

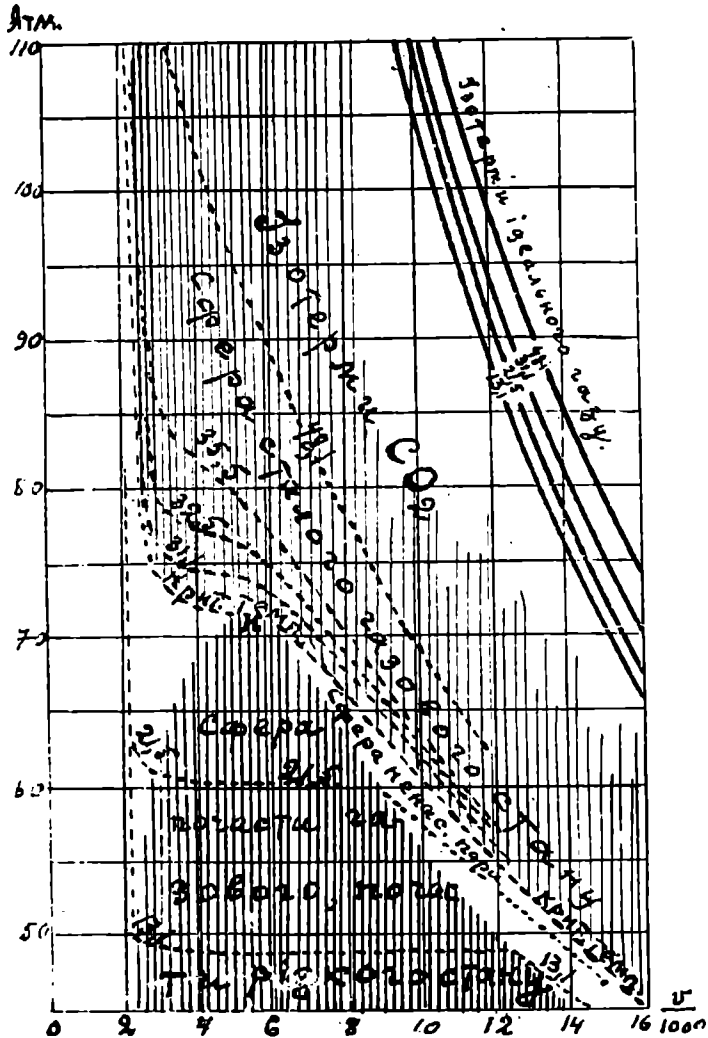


Рис. 97.

низку таких ізоTERM подає рис. 97.
Тут тиснення виражено в АТМОСФЕ-
РАХ /від 45 до 110/, а обсяги в
ТІСЯЧНИХ ЧАСТКАХ ПЕРВІСНОГО ОБ-

СЯГУ ($\frac{v}{1000} = w$). Числа, постав-
лені біля кожної з кривих, овна-
чають температури, яким вони від-
повідають.

Звернемося до ближчого розгля-
ду нашої графіки. Почнемо з ізо-
терми 13.0 . Ця крива для тиснен-
ня в 45 атмосфер дає вартість об-
сягу в $14.2 w$. З послїдуючим
зростом тиснення обсяг послїдовно
малїє /швидче нїж то, на основї
закону Бойля, випадало би для іде-
ального газу/ й для вартості $1/2 =$
 49 атм. він набуває вартість 12.2
 w . У цей мент починається його
конденсація. Остання зв'язується
З ВЕЛИКИМ ЗМЕНШЕННЯМ ОБСЯГУ ГАЗУ
у зслїд переходу його в рїдкий
стан. Через те при тисненні в 49
атм. обсяг газу тягло зменшуєть-
ся, аж поки процес скроплення не
доходить до повного закінчення.
Цїй стадїї процесу відповідає ча-
стина ізотерми рївнобїжна до во-
си обсягів. Пїсля цїлковитого
скроплення CO_2 прибирає всї ха-
актерні властивості течї й через
те стає МАЙШЕ НЕСТИСКАЛЬНИМ. З
цїєї причини послїдуючий величе-
ний зрїст тиснення від 50 до 110
атмосфер справляє лише мїнімальну
змїну обсягу /менше нїж $1/5 w$ /,
що так разюче впливає на вигляд
кривої, яка рїзко йде до гори май-

же в п'ямозїсчому напрямку.

Ізотерма 21.0 має вигляд, подібний до попередньої. В даному разї
лише конденсація починається пїзніше, аж при тисненні в 60 атмосфер, бо
при бїльшїй температурї газ має бїльшу пруживїсть, а через те для побо-
рення останньої вимагає й бїльшого тиснення. Самий процес конденсації
при такому бїльш значному тисненні проходить скорше, а через те позема,
рївнобїжна до вося обсягів, частина ізотерми є вє меншою. Звертає увагу
те, що псаема галузь переходить у прямовїсну ЛАГІДНІШЕ нїж ранїше; не по-
казує, що в першї менти пїсля скроплення стисливїсть має порївнюючи -
бїльшу вартість /що є безпосереднім вислїдом пїднесення тиснення/.

Цїлком инакше нїз двї попереднї, виглядає третя ізоТерма, що відпо-
відає температурї 31.0 . Спочатку вона йде нїби то подїбно до перших двох
ї при тисненні, близькому до 73 атмосфер, що відповідає вартості обсягу
біля $6 w$, починає загинатися; але цїлком поземого положення не прибирає
їде в напрямку похилому; не триває недовго і припиняється вє при змен-
шенні обсягу до $3 w$, пїсля чого крива робить заворїт і простує далї в
напрямку, близькому до прямовїсного. Отже бачимо, що з даному разї ізо-

терма зовсім немає частини, рівнобіжної до осі обсягів; а не показує, що НЕ ІСТНУЄ СТАЛОГО ТИСНЕННЯ, ПРИ ЯКОМУ МІГ БИ ВІДБУТИСЯ ПРОЦЕС ПЕРЕХОДУ ГАЗУ В РІДКИЙ СТАН.

Ізотерма $390,5$ є подібною до попередньої, лише ще менше відхилена, є вигнутою. Нарешті ізотерма $480,1$ жадного вже вигнуття не має і про частину, рівнобіжну до осі обсягів, в ній ніщо не нагадує. Порівнюючи останню ізотерму з уміщеними в правій частині рисунку ізотермами ідеального газу, що докладно слідує закону Бойля, ми бачимо, що по своєму зовнішньому вигляду від названих кривих вона різниться в дуже незначній мірі.

Якщо на різних ізотермах ми візьмемо точки, що відповідають початковій та кінцевій стадії процесу скроплення газу, і ці точки сполучимо по-між собою, то дістанемо певний контур. Для всіх точок, що лежать всередині названого контуру /ця фігура на рисунку зазначена штриховкою/ матиме місце ОДНОЧАСОВЕ ІСТНУВАННЯ ДВОХ ФАЗ - ГАЗОВОЇ ТА РІДКОЇ. Для точок, що лежать по за межами цього контуру існуватиме лише ОДНА з названих фаз - газова або рідка.

Аналізуючи висліди нашого ознайомлення з ізотермами газу, в даному випадку CO_2 ми приходимо до наступних висновків: при якійсь температурі щастить скропити газ після того, як на нього витворено відповідної величини тиснення; для того, щоби досягнути скроплення при температурах вищих од названої, необхідно у відповідній мірі збільшити й тиснення. Однак без обмежень підвищувати температуру газу неможна: ІСТНУЄ ТЕМПЕРАТУРА - ПЕВНОЇ ВАРТОСТІ ДЛЯ КОЖДОГО ГАЗУ - ЯКА З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ГРАНИЧНОЮ І ПІСЛЯ ПЕРЕХОДУ ЧЕРЕЗ ЯКУ ЖАДНИМ СТИСНЕННЯМ СКОРПЛЕННЯ ГАЗУ СПРАВИТИ ВЖЕ НЕ МОЖНА. Така температура дістає назву К Р И Т И Ч Н О Ї.

Отже бачимо, що РІВНОВАГА ПО МІЖ ДВОМА ФАЗАМИ Р І Д К О Ю ТА Г А З О В О Ю МОЖЕ МАТИ МІСЦЕ ЛИШЕ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ НИЖЧИХ ОД КРИТИЧНОЇ. ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ВІД НЕЇ ВИЩИХ РІВНОВАГА ПО МІЖ НАЗВАНИМИ ДВОМА ФАЗАМИ ПОРУШУЄТЬСЯ І ТІЛО НЕ МАЄ МОЖЛИВІСТЬ ПЕРЕБУВАТИ ЛИШЕ В СТАНІ ГАЗОВОМУ.

Для CO_2 критична температура виносить $310,35$. Ізотерма, що відповідає цій температурі, відрізняється від ізотерм для температур нижчих, тим, що не має вже частини рівнобіжної до осі обсягів. Але замість неї ця ізотерма має т.зв. "точку перегнуття" / κ /, в якій дотична до кривої є рівнобіжною з віссю обсягів. Названа точка з'являється як раз вершком заштрихованої на нашому рисунку фігури "двох фаз". Вузкий інтервал по між контуром названої фігури та нижньою частиною ізотерми критичної температури відповідатиме точкам, для яких газ по своїх властивостях відповідає НЕНАСИЧЕНІЙ парі. Точки, що лежать ПО-НАД ізотермою критичної температури /вище і вправо від неї/ відповідають уяві "сталого" газу, що при жадних тисненнях скропленню не піддається.

Ордината точки перегнуття / κ / ізотерми критичної температури дістає назву КРИТИЧНОГО ТИСНЕННЯ; відповідно абсциса дістає назву КРИТИЧНОГО ОБСЯГУ. Критичне тиснення визначає собою те МІНІМАЛЬНЕ тиснення, якого необхідно зужити, щоби справити конденсацію газу, охолодженого до критичної температури. Рівним чином критичний обсяг визначає собою ту МАКСИМАЛЬНУ вартість яку може мати обсяг газу для переведення його при даній температурі до рідкого стану.

Нижче подаємо таблицю, що містить у собі вартості критичної температури та тиснення для низки тіл.

Назва тіл	Критична температура.	Критич. тиснення /в атм.осф./	Назва тіл.	Крит. темпер.	Критич. тиснен. /в атм.осф./
Вода	364,3	194,6	Метан.	81,8	54,9
Алкоголь етил. .	243,1	62,96	Аргон	121,0	50,6
Етер	194,4	36,61	Кисень / O_2 / . . .	118,8	50,8
Хлор / Cl_2 / . . .	146,0	93,5	Двоокис вугле- ня / CO_2 /	139,5	35,5

Назва тіл	Критична температура	Критич. тиснення /в атмосф./	Назва тіл	Критич. температура	Критич. тиснення /в атм.
Амоніак	131,0	113,0	Воздух	140,0	39,0
Чотириокис вугле- ня /CO ₂ /	31,35	72,9	Азот /N/	146,0	35,0
Етилен	10	51,7	Водень /H/	240,8	13,4-15
			Гель /He/	267,0	2-3

З цієї таблиці бачимо, що найбільшого охолодження вимагають гелій і водень. Чотириокис вуглецю не вимагає жадного охолодження й може бути сконденсований при звичайній температурі /20°C/ ДОРОГОЮ ОДНОГО ЛИШЕ СТИСНУВАННЯ. Як що такий сконденсований CO₂ з залізної "бомби" в яких він звичайно перевозиться випустимо на вільне повітря, він у вислід енергійного паровання охолоне настільки, що почне переходити в ТВЕРДИЙ стан /у формі снігу та инею/. Аналогічним чином при температурах, нижчих од 10°C може бути сконденсований ЕТИЛЕН. На вільному повітрі у вислід паровання він охолонуватиме аж до -103°C,5. Остання температура відповідає точці кипіння етилену при нормальному тисненні.

§ 90. Дослідження Ендрюса, що привели до встановлення важливих понять про критичну температуру та критичне тиснення, дали нове, цілком певне освітлення справи сконденсування газів. Узалежнення останнього від граничних вартостей температури та тиснення привело до майже рішучого відкинення думки про існування "сталих" газів і послужило безпосереднім імпульсом до нових спроб обернути в рідкий стан несконденсовані до того часу гази. Серед цих спроб у першу чергу слід відмітити досвіди КАЛЬЄТЕ /Cailletet/ та ПІКТЕ /Pictet/, які незалежно один від одного - перший в Парижі, другий в Женеві - прийшли майже одночасово /наприкінці року 1877/ до однакових вислідів. Пристрій, з якого користався при своїх працях Кальєте, показано на рис.97. Головну його частину складає гидравлический прес, в якого стиснута вода по сталевій трубці з переходить до масивного сталевого циліндру В, у якому тисне на вільну поверхню налятої до нього ртуті. У вислід такого тиснення ртуть починає все більше вступати до скляної трубки З, виповненої даним газом, стискаючи при цьому названий газ. Величина тиснення в цілому пристрої визначається помічку манометра М. Трубка З оточена широкою скляною трубкою А, яку виповнено холодною сумішшю. Ціла верхня частина пристрою накрита ще скляним дзвоном Д, під який покладено хлорид кальцію; така осушка повітря пере-

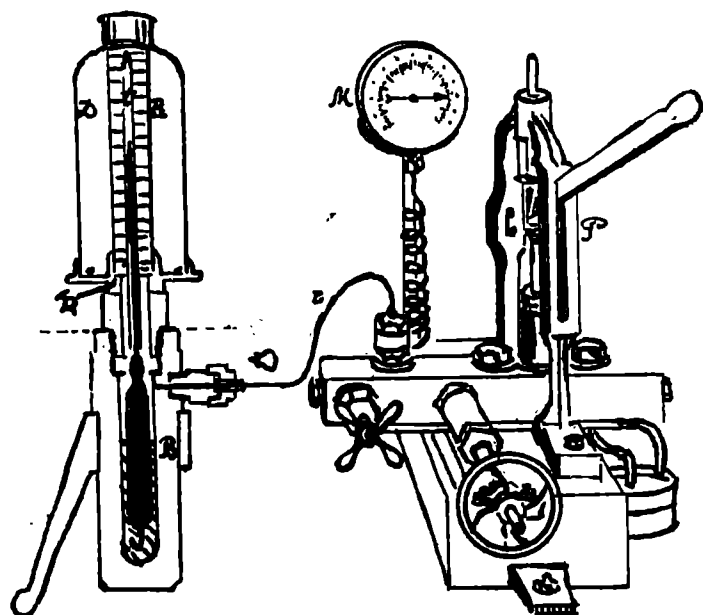


Рис. 97

водиться для того, щоби сконденсована водяна пара в формі инею не перешкоджала спостереженням.

Досвід Кальете переводив у такому порядку: газ піддавався значному стисненню й разом з тим охолодженню. Після того як він прибирав низьку температуру холодильника тиснення РАПТОВНО зменшувалося до певної вагості. Обсяг газу при цьому так же раптовно зростає при чому така ПРАВА РОСШИРУ ПЕРЕВОДИЛИСЯ КОШТОМ ВНУТРІШНЬОЇ ЕНЕРГІЇ САМОГО ГАЗУ, СЕБ-ТО КОШТОМ ЙОГО ЗАПАСІВ ТЕПЛА. У вислід такого стану, річей ПОВСТАВАЛО ДАЛЬШЕ ОХОЛОДЖЕННЯ газової маси /до температури, НИЖЧОЇ від температури холодильника/. При тисненні в 300 атмосфер Кальете досягав таким чином зниження температури до 200° /від первісної температури газу/, при чому при досвідах з такими "сталими" газами як азот та воздух йому доводилося протягом декількох секунд спостерігати на стінках трубочки краплини сконденсованого газу.

Іншою дорогою пішов у своїх досвідах Пікте. Він брав реторту, яка закінчувалася сталеною трубкою, що закривалася помічку кранта і в цій реторті дорогою розкладу бертолетової соли витворював кисень. Заповнюючи при виділенні своєму обмежену просторинь реторти, кисень справляв внутрі її певне високе тиснення. Згадана вище трубка містилася до особливої посудини, в якій під зниженим тисненням відбувався процес паровання рідкого CO₂, температура якого виносила при цьому -130°. При таких умовах кисень переходив у рідкий стан. Аналогічною формою Пікте пощастило довести до стану конденсації і водень.

Для того, щоби сталі гази можна було би скроплювати не в мінімальних, а в більш-менш значних кількостях і в рідкому утримувати їх довший час, окреслені вище методи необхідно було відповідним чином поліпшати. До цього станули /року 1833/ професори Краковського Університету ВРОБЛЕВСЬКИЙ /*Wroblewski*/ та ОЛЬШЕВСЬКИЙ /*Olszewski*/, яким пощастило здобути порівнюючи - значні кількості кисеня, водня та двоокису вуглеця /CO/ і довший час утримати ці гази в рідкому стані.

При цьому для охолодження вони користали з рідкого етилену /який здобувався за помічку твердого CO₂, що при нормальному тисненні кипить в температурі - 104°, а при тисненні у 25 мм. ртутного стовпу знижує точку кипіння до -136°/.

Здобувши рідкий кисень, Ольшевський зужив його як холодильник засіб для одержання ще більш низьких температур. Викликаючи процес паровання рідкого кисеня під зменшеним тисненням, Ольшевський дістав температуру в -220°. Піддаючи при такій температурі високим тисненням водень та аргон і після того справляючи раптовний їх розшир, Ольшевський доводив до стану скроплення і обидва названі гази. /для аргона критична температура виносить -121°, критич. тиснення 50,6 атмосфер, для водня - критична температура - 240°,8, критич. тиснення 13,4 атмоф./

Як бачимо досвіди Ольшевського зв'язані зі значним поступом у самій методі досягнення низьких температур. Первісна звичайна МЕТОДА ОХОЛОДЖЕННЯ, де низька температура справляється безпосереднім зуживанням тієї або іншої холодильної суміші, акція якої є обмеженою, певною граничною температурою, - замінюється новою методом послідовного охолодження, яку в сучасній науці прийнято називати МЕТОДОМ КАСКАДНОЮ. При цій методі спочатку звичайною дорогою скроплюється якийсь газ, що має порівнюючи - високу точку конденсації, далі такий скроплений газ зуживається сам як холодильний засіб до скроплення другого газу, точка конденсації якого лежить є НИЖЧОЮ від такої ж точки першого газу; після скроплення другого газу його знову можна зужити в ролі холодильного засобу для скроплення третього газу, що має точку конденсації ще нижчу. Продовжуючи цей процес далі можна досягнути найнижчих температур і /при умові усунення всіх технічних труднощів/ скропити воі без винятку гази.

§ 91. Крім двох названих вище метод - методи звичайного охолодження та методи каскадної - існує ще одна метода, яка стоїть особіно від перших двох і по своїй оригінальності заслуговує на особливі уваги та інтерес. Цю методу можна було би назвати МЕХАНИЧНОЮ, бо ефект охолодження досягається при ній без найменшої участі будь-яких холодильних чинників, лише дорогою певних механічних процесів. Винахідником цієї методи є

ЛІНДЕ / *Karl von Linde*, професор університету в Монахії / *München*; 1895/. Щоби зрозуміти конструкцію машини Лінде, до ознайомлення з якою ми звернемося нижче, необхідно докладно засвоїти ті теоретичні засади, на які вона спирається. Ми знаємо, що всякий розшир газу є зв'язаний з доверненням пруживими силами газу певної праці; при цьому ПОТЕНЦІАЛЬНА енергія молекул, які підпадають акції названих сил, перетворюється в енергію їхнього руху, себ-то в енергію КИНЕТИЧНУ.

Зі засади збереження енергії слідує, що зріст кинетичної енергії газових молекул повинен мати безпосереднім своїм вислідом відповідне зменшення енергії потенціальної, себ-то певну страту тих запасів енергії, які в пасивній формі зберігає в собі дана маса газу. Нам відомо, що внутрішня молекулярна енергія прибирає загалом форму ТЕПЛА, і що ТЕПЛОВИЙ СТАН ТІЛА ВИЗНАЧАЄ ЯК РАЗ СОБОЮ РОЗМІРИ ВНУТРІШНЬОЇ ЕНЕРГІЇ МОЛЕКУЛ ДАНОГО ТІЛА. Отже як що тіло є ТЕРМІЧНО-ІЗОЛЮВАНИМ, себ-то як що до нього не надходить тепло від зовнішнього оточення, - будь-яка ВИТРАТА ВНУТРІШНЬОЇ ЙОГО ЕНЕРГІЇ НА МЕХАНІЧНУ ПРАЦЮ ЗБІЛЬШЕННЯ ОБСЯГУ КОНЧЕ СПРАВЛЯТИМЕ ЗНИЖЕННЯ ЙОГО ТЕПЛОВОГО СТАНУ, СЕБ-ТО СПРИЧИНЯТИМЕТЬСЯ ДО ЙОГО ОХОЛОДЖЕННЯ.

Ще року 1857 досвідами ДЕЮЛЯ / *Joule* / та ВІЛЬЯМА ТОМСОНА / *W. Thomson*, пізніше *Lord Kelvin* / було встановлено, що струмінь воздуха, проходячи через якісь уміщені на його дорозі перепони /наприклад, через фільтр з міцно-збитої вати/ зазнає де-якого охолодження. Ефект стає більше помітним, коли воздух сильно стиснути в якійсь посудині і потім випустити його через малесеньку відтулину. Близьке дослідження показує, що при таких умовах ЕФЕКТ ОХОЛОДЖЕННЯ ГАЗУ Є ТИМ БІЛЬШИМ, ЧИМ БІЛЬШОЮ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ РІЗНИЦЯ ТИСНЕНЬ /ВНУТРІШНЬОГО ТА ЗОВНІШНЬОГО/ І ЧИМ НИЖЧУ ТЕМПЕРАТУРУ МАЄ САМ ГАЗ./ а відворотно-пропорціональний до квадрату абсолютної температури газу/.

Спираючись на ці теоретичні дані Лінде й підійшов до сконструювання своєї машини. Основна його думка полягала в тому, що, збільшивши потенціальну пруживу енергію газу дорогою значного його стиснення й справивши далі для нього можливість зазнати РАПТОВНОГО РОСШИРУ, можна без жадних холодильних уряджень досягнути певного зниження температури газу. Піддаючи такий незначно-охолоджений газ новому стисненню й повторюючи знов процес раптовного розширу, досягнемо нового зниження температури, що з причин, зазначених вище, буде вже трохи більшим від попереднього. Стискуючи знову охолоджений газ і знову піддаючи його раптовному розширу дістанемо нове, ще більше охолодження. Повторюючи такий цикл операцій відповідну кількість разів можемо досягнути остільки низької температури, що газ почне скроплюватися.

Схема машини Лінде подана на рис. 98. По трубках *a* та *b* атмосферний воздух поступає до КОМПРЕСОРА *K*, що уявляє собою смоктально-стискальну помпу, від якого по трубці *c* поступає до ХОЛОДИЛЬНИКА *N*, обкладеного потовченим льодом. Стиснутий компресором до 50 АТМОСФЕР газ, пройшовши через холодильник, набуває температури 0° і в такому стані по вузькій трубці *d* що уявляє собою ВНУТРІШНЮ трубку серпантини *S*, проступає до посудини *P*. Внутрі цієї посудини тиснення є лише трохи більшим од 1 АТМОСФЕРИ, через що, вступивши до названої посудини, воздух знає відразу ЗНАЧНОГО РОСШИРУ. /вихід його з трубки *d* регулюється чопом *k*, за поміччю якого розміри вихідної відтулини можна змінювати/. Вислідом згаданого розширу з'являється охолодження воздуха приблизно на 10° . Такий охолоджений до температури -10° воздух при русі سموку компресора до гори /при закритому кранті *k*/ проступає з посудини *P* в напрямку до компресора через ЗОВНІШНЮ /ширшу/ трубку серпантини *S*; проходячи через цю трубку воздух справляє охолодження стінок внутрішньої трубки. Таке охолодження названої трубки при наступному новому проходженні через неї воздухом /при русі سموку компресора до долу/ передається також і йому, так

х/ Слід шукати причинного зв'язку по між цим фактом і фактом зменшення питомих теплозабирностей газових тіл зі зниженням температури /див. § 40/.

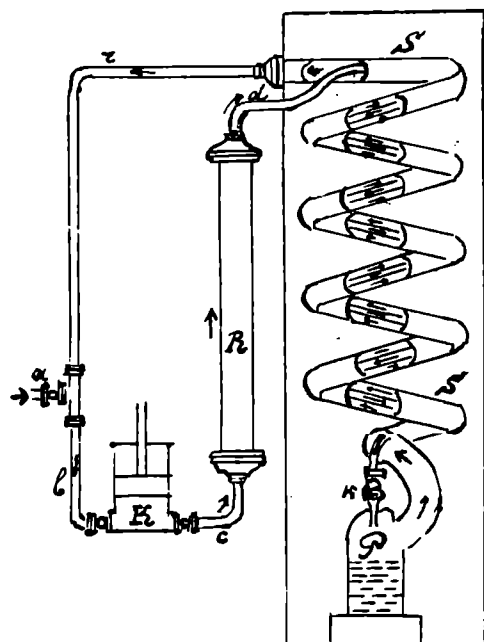


Рис. 98.

точка кипіння якого зносить $-195^{\circ},7$ ніж кисень, точка кипіння якого є $-182^{\circ},8$ /у вислід такого збагачення течі на рідкий кисень синьовата барва її в бігом часу стає гущішою/. Процес паровання рідкого повітря а інших скроплених газів значно затримується, як що їх умістити до особливих посудин з подвійними стінками по-між якими знаходиться порошечка. Такі двостінні скляні посудини /рис. 99/ вперше були виготовлені р. 1893/

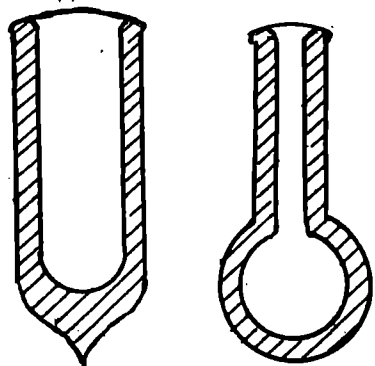


Рис. 99.

леним. Таким чином, користаючи з цієї методи фракціонної конденсації, ми маємо можливість добувати рідкий кисень безпосередньо з атмосферного повітря.

Ртуть, алкоголь й інші течі, вміщені до рідкого повітря, обертаються в тверді тіла; як що всунути до них кавалки дроту то, потягнувши пізніше за останній, можна повиягати стужавілі течі з посудин до яких їх було уміщено. Твердий алкоголь не горить. Замість того горить твердий ацетилен, що прибирає кристалічну форму.

При температурі рідкого повітря переходять у твердий стан усі течі за винятком ПЕНТАНУ / C_5H_{12} /; останній з цієї причини вживається як термометрична субстанція для поміру низьких температур. При температурі рідкого повітря де-які тіла страчують свої основні, характерні властивості, з'окрема ПРУЖИВІСТЬ, або набувають властивості нові. Наприклад КАБ-

що на цей раз температура його після охолодження через розшир в посудині Р буде трохи нижчою ніж була попереднього разу. Після нового проходження газу через зовнішню трубку серпантини стінки внутрішньої трубки охолодяться ще більше, а через те, після чергового проходження повітря через внутрішню трубку, температура його в посудині Р знизиться ще більше. Як бачимо витворюється циклічний процес, вислідом якого є тягле зниження температури повітря. Після досягнення температури конденсації -191° повітря при виході з внутрішньої трубки серпантини до посудини Р починає скроплюватися і в формі прозорої слабо-зabarвленої на синьовату барву /у вислід присутності кисню/ течі збирається потроху в названій посудині. Наведеним способом можуть бути скроплені й будь-які інші гази.

§ 92. Рідкий повітря складається з рідких водня, кисеня й інших його складників - ксенона, неона, криптона, аргона; чотирикис вуглиця / CO_2 / увиходить до цієї суміші в твердому стані /в формі снігу/. При нормальному тисненні рідкий повітря повільно парув; при цьому швидко випаровується азот, точка кипіння якого зносить $-195^{\circ},7$ ніж кисень, точка кипіння якого є $-182^{\circ},8$ /у вислід такого збагачення течі на рідкий кисень синьовата барва її в бігом часу стає гущішою/. Процес паровання рідкого повітря а інших скроплених газів значно затримується, як що їх умістити до особливих посудин з подвійними стінками по-між якими знаходиться порошечка. Такі двостінні скляні посудини /рис. 99/ вперше були виготовлені р. 1893/

ДЬОАРОМ /*Devars*/ й з того часу мають назву ДЬОАРОВИХ ПОСУДИН. У вислід евакуації повітря з просторіні по-між стінками таких посудин, процес теплопроводности та теплового промінювання у значній мірі з'являються ослабленими. Нерівномірне випаровання різних складників рідкого повітря нагадує подібний, відомий вже нам процес фракціонної перегонки алкоголю. А це приводить нас до тієї думки, що, урегулювавши відповідним чином процес конденсації стисненого повітря, ми можемо перевести ФРАКЦІОННУ КОНДЕНСАЦІЮ його складників, так що наприклад у той час, коли азот зберігатиме ще газовий стан, кисень буде вже скропленим.

Таким чином, користаючи з цієї методи фракціонної конденсації, ми маємо можливість добувати рідкий кисень безпосередньо з атмосферного повітря.

Ртуть, алкоголь й інші течі, вміщені до рідкого повітря, обертаються в тверді тіла; як що всунути до них кавалки дроту то, потягнувши пізніше за останній, можна повиягати стужавілі течі з посудин до яких їх було уміщено. Твердий алкоголь не горить. Замість того горить твердий ацетилен, що прибирає кристалічну форму.

При температурі рідкого повітря переходять у твердий стан усі течі за винятком ПЕНТАНУ / C_5H_{12} /; останній з цієї причини вживається як термометрична субстанція для поміру низьких температур. При температурі рідкого повітря де-які тіла страчують свої основні, характерні властивості, з'окрема ПРУЖИВІСТЬ, або набувають властивості нові. Наприклад КАБ-

ЧУК губить свою еластичність і обертається в крихке тіло, яке під ударами молотка розбивається на казальки. Різні органічні тіла що містять у собі воду, в рідкому повітрі теж стають твердими й дуже крихкими. Наприклад квіти в цих умовах цілком дерев'яніють /хоч і не страчують своїх барв/ і при ударі розсипаються в порошок. Різні тіла, що при звичайних температурах не виявляють в найменшій мірі фосфоресційних властивостей, при температурі рідкого повітря дають ІНТЕНСИВНУ ФОСФОРЕСЦЕНЦІЮ.

Металі при температурі рідкого повітря ЗНАЧНО ЗБІЛЬШУЮТЬ ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ, що легко продемонструвати, вмістивши металеву спіралю, по якій проходить електричний ток, до Дьюарової посудини з рідким повітрям. Цікаві особливі властивості виявляє РІДКИЙ КИСЕНЬ. Він показує себе ПАРАМАГНІТНИМ тілом: при наближенні до вільної його поверхні магніту названа поверхня підноситься догори, з плоскої перетворюючись при цьому на криву.

Будь-яке тіло, кинуте в рідкий повітря, викликає на де-який час бурхливий процес кипіння. Пояснити це з'явище дуже легко; для цього слід пригадати лише те, що для рідкого повітря тіло звичайної температури є тим, чим для води було би тіло, розпечене до температури біля 300° . Отже поки кинуте у рідкий повітря тіло не охолоне до температури останнього, воно справляє енергійний процес паровання, що у вислід значної різниці температур набирає бурхливих форм.

Як що з Дьюарової посудини вилеємо на рівну позему поверхню /наприклад на стіл/ де-кілька краплин рідкого повітря, то побачимо, що останній перейде в СФЕРОІДАЛЬНИЙ СТАН. З'явище по своєму характеру цілком нагадуватиме той випадок, коли вода потрапляє на поверхню тіла розпеченого до дуже високої температури. Отже як що до товстостінної, сухої внутрі, пляшки капнемо кілька крапель рідкого повітря, то в першій хвилині він перебуватиме в сфероїдальному стані. Після того ж як стінки пляшки в певній мірі охолонуть, рідкий повітря увиходить з ними в тісний контакт і процес його паровання відразу дуже зміцнюється. У вислід такого раптового переходу рідкого повітря в газовий стан пляшка розлітається на казальки.

З поданого вище слідує, що рідкий повітря і інші скроплені гази вимагають обережного з ними поводження. На обернення їх у рідкий стан витрачається значна енергія, яка при певних обставинах може відразу виділитися й цим справити ефект, подібний до того, який повстає при зго-ранні вибухових матеріалів. З цих причин треба уникати таких обставин, при яких може відбутися швидке енергійне паровання скроплених газів, особливо як що вони знаходяться в закритих посудинах.

Як вибуховий матеріал рідкий повітря використовується иноді на практиці. Так, наприклад, у цій ролі було його зужито при працях по проведенню Симплонського тунелю. Папірові торбинки виповнені тирсою, змоченою газом, містилися до посудин з рідким повітрям і запалювалися помічну електричної іскри. Це приводило до вибуху, що по своїй силі перевищував вибух динаміту.

Дотик рідкого повітря й інших газів до людського тіла для останнього є небезпечним. Вислідом його може бути uszkodження шкіри, подібне до попечення її при дотику до гарячих предметів. Не дивлячись одначе на такий вплив рідкого повітря на органічні клітини, де-які мікроорганізми легко виживають в низькій його температурі.

§ 93. При температурі рідкого повітря під відповідними тисненнями скооплюються всі гази, за винятком ВОДНЯ та ГЕЛЯ, критичні температури яких лежать нижче від -195° . Користуючись методом Лінде, ДЬЮАР виготовив рідкий водень в значній кількості і при тому знайшов /року 1899/ що критична температура для цього газу виносить -241° . При нормальному тисненні температура рідкого водня виносить $-252^{\circ},6$. Цю температуру слід таким чином уважати за ТОЧКУ КИПІННЯ рідкого водня. При тисненні, зниженому до 3 мм. ртутного стовпу, зміцнення процесу паровання викликає зниження температури рідкого водня до -259° , вислідом чого є перехід його до ТВЕРДОГО СТАНУ.

Ще тяжче ніж водень піддається скропленню ГЕЛЬ. До 1908 року всі зусилля обернути його в рідкий стан лишалися безуспішними. І лише в на- званому році голандському фізику КАМЕРЛІНГОВІ - ОНЕСОВІ /*Kammerlingh Onnes*/ пощастило скропити /методом Лінде/ гелі. При цьому Камерлінг-Онес знайшов, що критична температура гелі виноситься біля -267° , а нормальна температура кипіння - біля -268° . При зниженому тисненні в 2,2 мм. стутного стовпу точка кипіння гелі знижується до $-270^{\circ},8$.

Досвіди Камерлінга-Онеса мають історичне значіння. По-перше, вони привели до скроплення останнього в числа усіх газів, таким чином поховав- ши думку про можливість існування сталих газів, по-друге, вони в знач- ній мірі наблизили до здійснення так важливу для фізиків мрію про досяг- нення абсолютного нуля. / $-273^{\circ},1$ /, Послідуючи праці Камерлінга-Онеса привели його до нових успіхів, зокрема до одержання гелі в твердому стані /р.1911/; по останніх відомостях у біжучому році олаветному голан- дському вченому пощастило досягнути температур, менших ніж 2° по абсолют- ній шкалі /себ-то нижчих од -271° /; таким чином ми є свідками того, як творча сила та упертість наукового генія наближує людскість до од- нієї з найбільших і найцікавіших таємниць природи.

Закінчуючи розгляд питання про скроплення газів, ми подаємо нижче таблицю НОРМАЛЬНИХ ТОЧОК КИПІННЯ /при атмосферному тисненні/ різних га- зів та їхніх ТОЧОК ТУЖАВІННЯ.

Назва газу	Нормальна точка кипіння	Точка тужавіння.
Амоніак (NH_3)	- 32,0	- 75,0
Алор (ce)	- 33,6	-102,0
Чотириокис вуглеця (CO_2)	- 79,0	-169,0
Етилен	-102,5	—
Метан	-164,0	-186,0
Аргон (Ar)	-186,9	-189,6
Кисень (O)	-182,8	-227,0
Двоокис вуглеця (CO_2)	-190,0	-207,0
Воздух	-191,4	—
Азот (N)	-194,4	-214,0
Водень (H)	-252,5	-258,9
Гелі (He)	-268,7	—

§ 94. Сучасна техніка використовує рідкі гази для досягнення низьких температур у так званих ХОЛОДИЛЬНИХ МАШИНАХ, що вживаються для виготовлення ШТУЧНОГО ЛЬОДУ. В цих машинах охолодження справляється парованням рідких газів, найчастіше АМОНІАКУ / NH_3 / та ЧОТИРИОКИСУ ВУГЛЕ-

ВІД CO_2 Холодильна машина складається з трьох частин: ХОЛОДИЛЬНИКА, КОМПРЕСОРА та КОНДЕНСАТОРА. Холодильник уявляє собою велику ванну, виповнену соляним розчином, в якому містяться бляшані форми з чистою водою /що, замерзнувши, має дати штучний лід/. Через ванну проходять серпантини, в яких знаходиться рідкий газ. Під праці компресора, що уявляє собою смокотно-стискальну помпу, в серпантинах, у вислід зниження тиснення розпочинається процес паровання рідкого газу, який приводить до певного охолодження соляного розчину ванни. Газ, що у вислід паровання течі витворився в серпантинах і перейшов до компресора, останнім переганяється далі до конденсатора, який так само уявляє собою систему труб, уміщених до ванни з проточною холодною водою. В конденсаторі пара знову скроплюється в течу і в такому стані вертає до холодильника, де може служити для нового зниження температури через паровання. При такому циклічному процесі температура соляної ванни знижується все більше й більше, аж поки вода в бляшаних формах не почне замерзати і зрештою не перетвориться підковито в лід.

Litteratur.

Grimsehl. Lehrbuch der Physik. Band I. 1921.

Dessau. Lehrbuch der Physik. Band I. 1922.

Graetz. Lehrbuch der Physik. 1923.

Müller-Ponilliet. Lehrbuch der Physik und Meteorologie. Band III. 1907.

Ristner. Geschichte der Physik. 1919.

Vladimír Novák. Fyzika. Díl I. 1921.

Witkowski i Łazarzewski. Łarys fizyki. 1921.

Н. Тезеус. Курс фізики. 1900.

А. Хоффе. Лекции по молекулярной физике. 1919.

Кауфман. Общая и физическая химия.

В. Левицкий. Фізика. 1912.

На видання цього курсу дано свою згоду.

Серпня 25 дня, року 1923.

Лектор *П. Мсєхський.*

„Зразки та програми” вийдуть в найближчому часі окремим виданням.

Накладом Української Господарської Академії
в Ч. С. Р.

Видавниче Товариство при Українській Господарській Академії.
Č. S. R., Lázně Poděbrady, hotel „U krále Jiřího“ č. 42.