

Ч. 55.

Н. 5622/III 3

На правах рукопису  
[53(02)]

**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

Подбрани

---

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



2.55

На правах рукописи.  
[53(02)]

Boris Lyssjansky

Assistent à la chaire de physique et Lecteur de physique  
à l'Académie Ukrainienne d'économie rurale à Podébrady

## Cours de Physique.

БОРИС ЛИСЯНСЬКИЙ.

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

174168

# КУРС

# ЛЕКЦІЙ ПО ФІЗИЦІ.

Ч. III. Наука про тепло.

1923.

м. ПОДЕБРАДИ.

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

ч. 5622 / III B



---

Літографовано 150 примірників.

---

SLOVANSKÁ KNIHOVNA

3186280189



# 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 тягло перебувають у невинному, енергійному русі. ВЗАЄМНИМ РОСТАШОВАННЯМ МОЛЕКУЛ ТА ХАРАКТЕРОМ згаданого 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 ВИЯВУ МОЛЕКУЛЯРНОГО РУХУ, ТА - САМЕ ЙОГО ФОРМА, ЯКУ МИ НАЗИВАЄМО Т Е П Л О М. ТЕПЛОВА ЕНЕРГІЯ, В ЯКУ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ КИНЕТИЧНА ЕНЕРГІЯ МОЛЕКУЛ, УЯВЛЯЄ СОБОЮ ОДИН 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 ПЕРЕЙМАЄТЬСЯ ПОВЕРХНЕЮ РІЗНИХ ОРГАНІВ НАШОГО ТІЛА.

§ 2. Досвід переконав 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. Також 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, шведський 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 кипіння води. Інтервал по між двома названими точками поділюється 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 ступнями 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.

$$\left. \begin{aligned} 1^{\circ}R &= \frac{5}{4}^{\circ}C = \frac{9}{4}^{\circ}F; \\ 1^{\circ}C &= \frac{4}{5}^{\circ}R = \frac{9}{5}^{\circ}F; \\ 1^{\circ}F &= \frac{4}{9}^{\circ}R = \frac{5}{9}^{\circ}C; \end{aligned} \right\} \text{ / II /}$$

§ 3. Той відділ науки про тепло, який займається випуканням метод по міру тепла, називається **ТЕРМОМЕТРИЄЮ**. 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 огріванні від 0° до 4°С. 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 /прямовому до першого/ **СТИСКУЮТЬСЯ**, хоча загалом з підвищенням температури свій обсяг збільшують. **ІОДИД СРІБЛА** /AgI/ в температурному інтервалі від 10° до 70° стискається 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 наступному зрості розтяжної сили кавчук з піднесенням температури **СТИСКУЄТЬСЯ**. Як вачимо величина теплового розширю може служити **МІРИЛОМ ТЕПЛОВОГО СТАНУ** тіла. Таким чином усяке тіло, обсяг якого надається до поміру, може виконувати ролю **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 **ЗНАЙМЕНШОЮ** докладністю краще маємо послуговуватися тими або іншими термоскопічними чи термометричними урядженнями. До останніх, крім звичайних **РТУТНИХ ТЕРМОМЕТРІВ**, належать ще термометри **СМРТОВІ** /що вживаються для поміру температур, нижчих од -38,5°С./ далі **МЕТАЛЕВІ** й нарешті **ГАЗОВІ**. Останні є найбільш чулими і їх уживається для 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 **АВ** та **СД** /рис.1,1/ виготовлені з різних металів, то така зложена штаба **АВСД** при огріванні її почне страчувати свій простолінійний вигляд; вона прибере 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 стрільці, що ходить вздовж скалі, дістанемо металевий термоскоп, проступіювавши який матимемо нарешті **МЕТАЛЕВИЙ ТЕРМОМЕТР**.

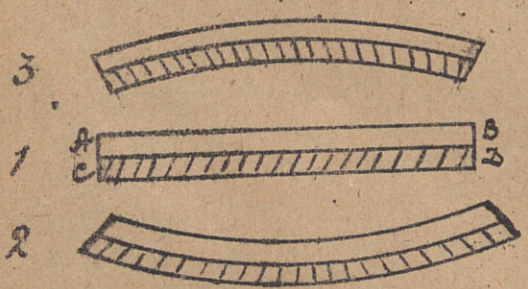


Рис. 1.

**ТЕРМОМЕТР БРЕГЕ** /Breguet/, загальний вигляд якого подано на рис.2 та **квадратовий 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 вздовж кругової скалі **cc**. Чулисть пристрою ставиться значною довжиною його спіралі. Ступінуються металеві термометри дорогою порівняння їх з добрими ртутними термометрами.

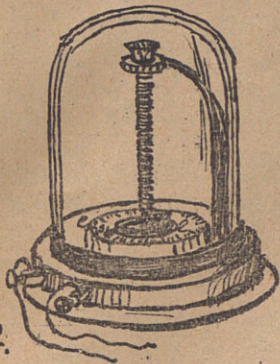


Рис. 2.

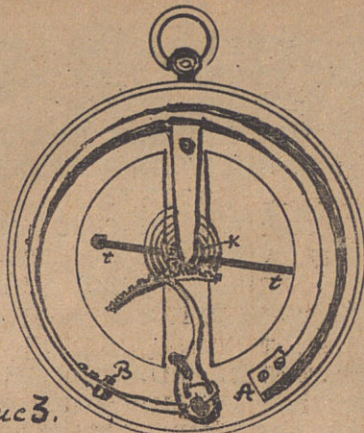


Рис. 3.



Рис. 4.

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

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 СТУПІНЬОВАННЯ РТУТНИХ ТЕРМОМЕТРІВ. Праця в цьому напрямку починається з КОНТРОЛЬНОЇ ПЕРЕВІРКИ ТЕРМОМЕТРИЧНОЇ ТРУБКИ. З цієї 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-

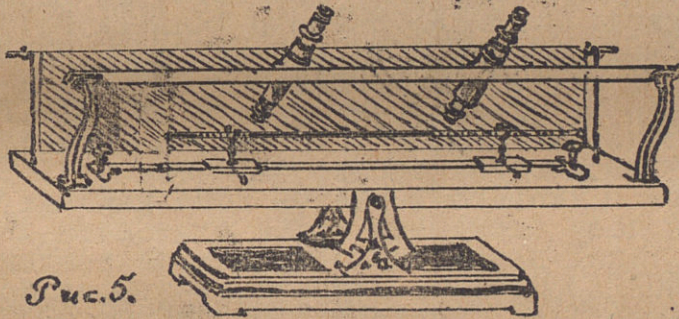


Рис. 5.

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/. Огриваючи закритий кінець трубки і опускаючи після того її відкритий кінець до посудини зі ртутью. Зможемо, по де-

кількаразовому повторенні такої операції в потрібній мірі виповнити ртутью термометр. Пересвідчившись, що введена до трубки кількість ртуті відповідає дійсній потребі, трубку огриваємо настільки, щоби ртуть виповнила її всю і після цього затеплюємо відкритий її кінець. Таким чином ми цілком увільняємо термометричну трубку від воздуха, присутність якого з одного боку перешкождала би розширенню ртуті, а з другого спричинялася би до її зачистення через хемичний вплив кисню.

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

Видікавши відповідний час, аж поки ртуть не займе сталого положення в трубці, відмічаємо це положення рискою й проти неї ставимо 0°. Далі умищуємо 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 парамає можливість обходити з обох боків. Пристрій має манометр M, за поміччю якого контролюється тиснення пари в посудині АА. Як що протягом від-

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 поділюємо на 100 рівних частин і цією дорогою дістаємо термометричну /Дельсієву/ шкалю.

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

В більшості випадків термометрична шкаля є нанесеною на окрему дерев'яну або металеву дощечку, злучену з трубкою. Точні термометри, що вживаються для докладних наукових помірів мають шкалю НА САМІЙ ТРУБЦІ. Особливо точні ртутні термометри ступіняються дорогою порівнянь з термометром воздушним.

§ 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 дійсности має, 2/ ЧУЛИМ себ-то реагувати на найменші зміни температури і 3/ ЧУЙНИМ - себ-то швидко відгукуватися на температурні зміни.

Термометр, який безпосередньо по своїому виготовленню задовольняє всім необхідним вимогам, через де-який протяг часу може відступити від того й стратити певні свої властивости. Це з'являється вислідом ПЕВНИХ МОЛЕКУЛЯРНИХ /ДЕФОРМАЦІЙНИХ/ ПРОЦЕСІВ, що заходять в шкляній 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. "ІЕНСЬКИМ" шклом, але пілковито уникнути його неможна. А через те час від часу термометр треба піддавати ПЕРЕВІРЦІ. Вислідом такої перевірки з'являється введення ТЕРМОМЕТРИЧНИХ ПОПРАВОК. Такі поправки з одного боку дають можливість ВИЗНАЧИТИ ПРАВДИВЕ ПОЛОЖЕННЯ ОСНОВНИХ ТОЧОК ТЕРМОМЕТРИЧНОЇ ШКАЛІ, а з другого ВСТАНОВЛЮЮТЬ ТІ ВЕЛИЧИНИ, ЯКІ НЕОБХІДНО ДОДАТИ ДО ПОКАЗАНЬ ТЕРМОМЕТРУ, ЩОВИ ЗРОБИТИ ІХ ВІРНИМИ. Остання категорія поправок знаходиться дорогою порівняння показань ртутного термометру з показаннями термометру газового.



Рис. 6.

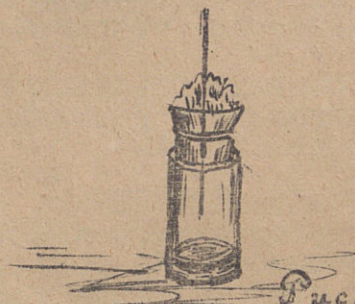


Рис. 7.

ко відгукуватися на температурні зміни.

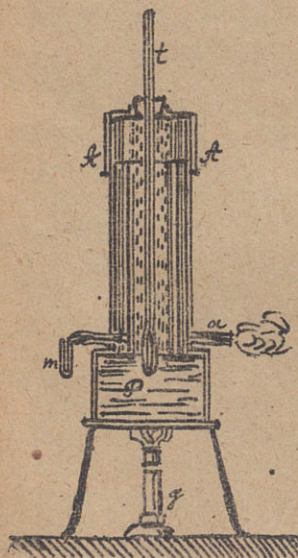


Рис. 8.

§ 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. Ознайомимося з деякою 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 своїй 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 шкляних 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 ТЕМПЕРАТУРУ**.

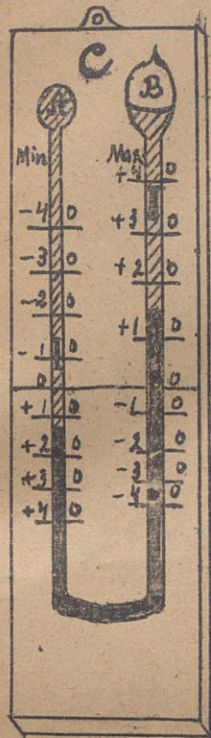


Рис. 9.

Відміною максимального термометру є термометр **МЕДИЧНИЙ**. Волоскувата трубка його поблизу резервуара має значне **ЗВУЖЕННЯ**. При розширенні ртуті остання вільно проходить через цю вузьку шийку, при стисненні ж ртутний стовпик **РОЗРИВАЄТЬСЯ** в шийці й через те залишається в попередньому своїй положенні, показуючи таким чином максимальну температуру. Для злучення стовпика з цілою масою ртуті в резервуарі необхідно термометр енергійно струхнути.

Існують також **МЕТАЛЕВІ** максимально-мінімальні термометри. Такий термометр в конструкції **ГЕРМАНА** та **ФІШТЕРА** має вигляд, показаний на рис.10.



Рис. 10.

§ 7. Для поміру температур **ДУЖЕ ВИСОКИХ** термометри будь-якої конструкції непридатні. Через те в тих випадках, коли температура тіла виносить декілька сот, а то й по над тисячу ступнів, уживається спеціальних пристроїв, 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, мідна й т.інш./, що мають неоднакові /невисокі/ температури топлення. 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 інтервалі температур топлення останньої розтопленої та першої нерозтопленої кульок.



Рис. 11.

Існує багато різних конструкцій пирометрів. Однією з найпростіших і найкращих з них є конструкція **ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОГО ПИРОМЕТРА ЛЕШАТЄЛЬЄ /Schaeffler/**. Схема 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 чутливим 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 пирометром його необхідно відповідним чином пристосувати.

§ 8. Звернемося до ближчого дослідження з'явища **ТЕПЛОВОГО РОСШИРЕННЯ ТІЛ**. Почнемо з тіл твердих. При рівних умовах ми різно можемо підходити до з'явища теплового розширення цих тіл. Іноді нас

може цікавить лише **ЗМІНА ЛІНІЙНИХ РОЗМІРІВ** того або иного тіла, іноді нам цікаво мати відомости 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  $0^\circ$  має вартість  $l_0$ ; при температурі  $t^\circ$  дістає вартість  $l_t$ .

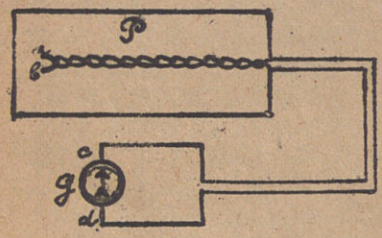


Рис. 12.

Різниця  $\Delta l = l_t - l_0$  |2|

визначає собою **АБСОЛЮТНЕ ВИДОВЖЕННЯ** стрижня при оґріванні його від температури  $0^\circ$  до температури  $t^\circ$ .

Величина  $\Delta l$  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 **ЗРЯДНИМ ВИДОВЖЕННЯМ** при оґріванні тіла від  $0^\circ$  до  $t^\circ$ . Величина  $\gamma$  показує **НА СКІЛЬКИ - САМЕ ЗРОСЛА КОЖДА ОДИНИЦЯ ДОВЖИНИ ПРИ ОґРІВАННІ СТРИЖНЯ НА  $t^\circ$** . 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 КОЖДА ОДИНИЦЯ ДОВЖИНИ ПРИ ОґРІВАННІ СТРИЖНЯ НА  $1^\circ$** . Величина  $\alpha$  називається **КОЕФІЦІЄНТОМ ЛІНІЙНОГО РОСШИРУ** даного тіла.

Взир |4| дає нам:

$$l_t - l_0 = l_0 \alpha t, \quad |5|$$

$$\text{або} \quad l_t = l_0 (1 + \alpha t);$$

дістаємо один з основних wzorів термометрії. Вираз |5| показує як на основі первісної довжини стрижня  $l_0$  та вартости коефіцієнта лінійного розширення  $\alpha$  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 ТЕПЛООВОГО РОСШИРУ**.

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

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

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

при температурі  $t$  вона дістане вартість:

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

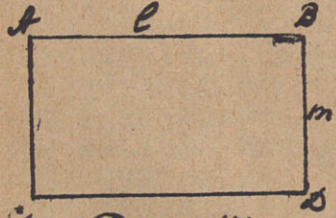


Рис. 13.

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

де  $\alpha$  є коефіцієнт лінійного розширення.

Взявши на увагу незначну числову вартість величини  $\alpha$ , 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

$$\beta = 2\alpha; \quad /11/$$

й назовемо величину  $\beta$  коефіцієнтом поверхневого теплового розширу. 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 розширу 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 РОСШИР. 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  $0^\circ$  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  $\alpha$  є коефіцієнт лінійного розширу.

Взявши на увагу незначну числову вартість величини  $\alpha$ , члени, в які ця величина увиходить у другому та третьому степеню, можемо відкинути, й тоді дістанемо:

Рис. 14.

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

Введемо зазначення:

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

і назовемо величину  $\gamma$  коефіцієнтом обсягового теплового розширу.

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 розширу. Ці зауваження конкретно ми віднесемо до величини  $\alpha$ , але при цьому пам'ятатимемо, що вони стосуються в такій же мірі і до величин  $\beta$  та  $\gamma$ .

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  $\alpha$  визначає собою видовження, якого зазнає одиниця довжи-

ни при зміні температури на  $1^\circ$ . 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:

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

себ-то коли ЗГЛЯДНЕ ВИДОВЖЕННЯ  $\frac{l_0 \frac{dl}{l_0}}$  є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНИМ ДО РІЗНИЦІ ТЕМПЕРАТУР  $t' - t$ . Як що зглядне видовження  $\frac{dl}{l_0}$  зв'язано з величинами  $t$  та  $t'$  БІЛЬШ СКЛАДНОЮ ЗАЛЕЖНІСТЮ, то складнішими будуть і взори /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 взору /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  $\frac{l_{t'} - l_t}{l_0}$  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  $1^\circ$ . 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 РОСШИРЮ 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  $b, c, \dots$  взору /27/ за їх незначністю відкидаємо і цей взір перетворюємо таким чином у взір /23/. Як що зміни величини  $\alpha_{t,t'}$  є ЗНАЧНИМИ, то в усі відповідні взори ми маємо ввести нову величину  $\alpha$  яку ми назовемо П Р А В Д И В И М-КОЕФІЦІЄНТОМ ЛІНІЙНОГО РОСШИРЮ ДЛЯ ДАНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ  $t$  і яка визначається взором:

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

себ-то, на основі взору /24/:

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

На основі цього взору зможемо обчислити величину  $\alpha$  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 температур  $t_1, t_2, \dots, t_n$ . Тоді для знаходження  $n$  невідомих величин дістанемо  $n$  рівнянь:

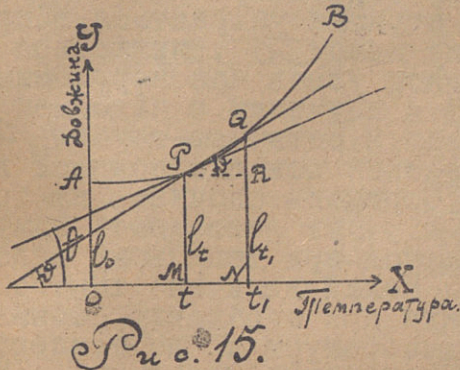
$$\left. \begin{aligned} l_{t_1} &= l_0 (1 + at_1 + bt_1^2 + ct_1^3 + \dots) \\ l_{t_2} &= l_0 (1 + at_2 + bt_2^2 + ct_2^3 + \dots) \\ \dots & \dots \dots \dots \\ l_{t_n} &= l_0 (1 + at_n + bt_n^2 + ct_n^3 + \dots) \end{aligned} \right\} \quad /30/$$

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

§ 10. Подано геометричну інтерпретацію взорів /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  $l_{t_1}$ . Як що за всіх точок в оси  $X$ -в поведемо відповідні ординати, то геометричним місцем кінцевих точок останніх буде крива  $AB$ , яку ми назовемо КРИВОЮ ЛІНІЙНОГО ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ. Пересічний коефіцієнт  $\alpha_{t_1-t}$  визначається виразом:



$$\alpha_{t_1-t} = \frac{l_{t_1} - l_t}{l_0 (t_1 - t)}$$

що при  $l_0 = 1$  дає:

$$\alpha_{t_1-t} = \frac{AB}{PA} = \operatorname{tg} \theta \quad |31|$$

Правдивий коефіцієнт  $\alpha$  визначається взором:

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

$$\alpha = \operatorname{tg} \theta \quad |32|$$

який при  $l_0 = 1$  дає де  $\theta = \lim_{t_1 \rightarrow t} \theta$ .

Таким чином бачимо що, ПЕРЕСІЧНИЙ КОЕФІЦІЄНТ ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ  $\alpha_{t_1-t}$  ВИЗНАЧАЄ СОБОЮ ТАНГЕНС КУТА З ВІСЮ ТЕМПЕРАТУР ПЕРЕСІЧНОЇ ЛІНІЇ ПОВЕДЕНОЇ ЧЕРЕЗ ТОЧКИ КРИВОЇ, ЩО ВІДПОВІДАЮТЬ ВАРТОСТЯМ ТЕМПЕРАТУРИ  $t$  ТА  $t_1$ , А ПРАВДИВИЙ КОЕФІЦІЄНТ  $\alpha$  ВИЗНАЧАЄ ТАНГЕНС КУТА, ВИТВОРЕНОГО З ТІЄЮ Ж ВІСЮ ДОТІЧНОЮ ДО КРИВОЇ В ТОЧЦІ II, ЩО ВІДПОВІДАЄ ВАРТОСТІ ТЕМПЕРАТУРИ  $t$ .

Таким чином коли рівняння кривої  $AB$  задано в формі  $l = F(t)$ , |33|

то простим диференціюванням ми завжди зможемо обчислити величину  $\alpha$ .

Все сказане вище про коефіцієнт  $\alpha$  стосується в повній мірі до коефіцієнтів  $\beta$  та  $\gamma$ .

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

$$d_t = \frac{d_0}{1 + \gamma t} \quad |34|$$

$$d_0 = d_t (1 + \gamma t); \quad |35|$$

що звязують по між собою густоти  $d_0$  та  $d_t$ , які тіло має при температурах  $0^\circ$  та  $t^\circ$ .

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  $d$ :

$t$	$d$	$t$	$d$
$0^\circ$	13,5955	$140^\circ$	13,2567
$20^\circ$	13,5642	$200^\circ$	13,1148
$50^\circ$	13,4729	$240^\circ$	13,0209
$80^\circ$	13,4003	$280^\circ$	12,9273
$100^\circ$	13,3522	$300^\circ$	12,8806

§ 12. Ознайомимося з де-якими методами знаходження коефіцієнтів лінійного росширу твердих тіл.

I. 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  $D$ , лишаючися таким чином увесь час нерухомим, другий е залученим з підоймою  $BC$  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 ogrиванні стрижня від температури  $t_1$  до температури  $t_2$  виносить  $BB = \Delta l$ . Як що у вислід переміщення кінця стрижня  $B$  підойма  $BC$  обернулася довкола осі  $C$  на кут  $\alpha$ , то на той же кут перемістилася

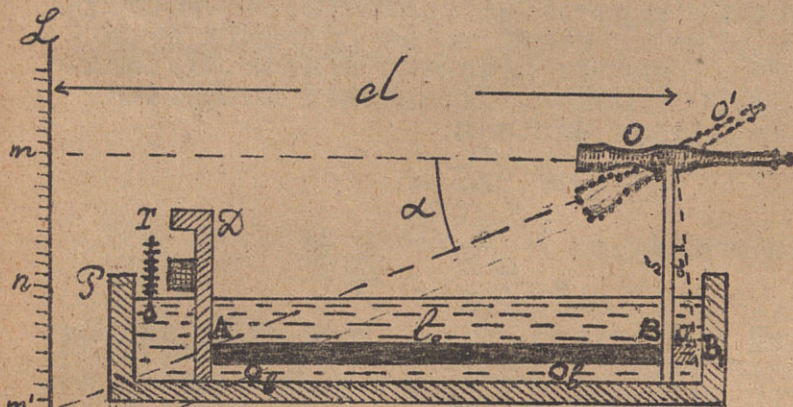


Рис. 16.

зглядно 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. Зазначимо відступ по між цими двома поділками через  $n$ ; зазначимо також довжину підойми  $BC$  через  $s$ . Тоді з подібності трикутників  $Cmm'$  та  $CB'B$  матимемо:

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

звідкіля

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

Знаючи первісну довжину  $l_0$  стрижня  $AB$ , зможемо на основі взору

$$\alpha = \frac{\Delta l}{l_0(t_2 - t_1)}$$

обчислити коефіцієнт  $\alpha$ , а тим самим, на основі взорів /II/ та /18/, і коефіцієнти  $\beta$  та  $\gamma$ .

Зовнішній вигляд установки Лавуазьє та Лапласа подає рис. 17.

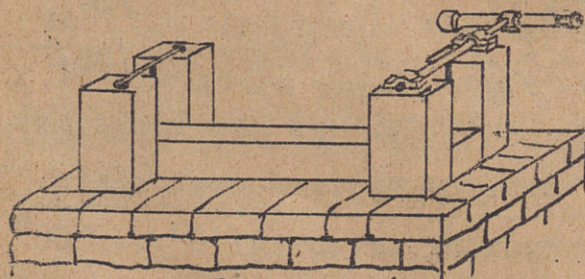


Рис. 17.

2. МЕТОДА РОЯ ТА РАМЗДЕНА. Ця метода е 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 усіх труб е прямові до штаб і рівнобіжні чо-між собою. Труби  $T_1$  та  $T_2$  штаби I містять у собі ОБ'ЄКТИВИ, тру-

би  $T_3$  та  $T_4$  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 НИТЯНЕ ПЕРЕХРЕСТЯ ТРУБ  $T_3$  ТА  $T_4$  ЗБІГЛОСЯ З ТАКИМ ЖЕ ПЕРЕХРЕСТЯМ В ОКУЛЯРАХ ТРУБ  $T_1$  ТА  $T_2$ .

Після цього штабу I містимо до ОЛІЙНОЇ ВАННИ, що ogrивається до певної температури  $t$ . Штаба при цьому видовжується на певну величину  $\Delta l$  і щоби знову привернути всю установку до первісного стану маємо на ту ж величину  $\Delta l$  пересунути трубу  $T_1$ . Це пересунення міряється мікрометричною шрубою.

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



Рис. 18.

3. МЕТОДА КОМПАРАТОРА. За поміччу двох рівнобіжно уставлених мікроскопів  $M_1$  та  $M_2$  рис. 19/ фіксуємо на стрижні  $AB$  при температурі  $30^\circ$  дві риски  $p_1$  та  $p_2$ , відступ по між якими вноситься  $e_0$ . Огріваємо після цього стрижень до температури  $t$  й переміщаємо за поміччу мікрометричних шруб  $s_1$  та  $s_2$  мікроскопи аж доти, поки знову на перехресті ниток не забачимо риски  $p_1$  та  $p_2$ . Тоді по поділках мікрометрів обчислюємо видовження  $\Delta e$ .

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

Назва тіл	Коеф. лін. розш. при темп. $18^\circ\text{C}$ .	Пересічний коеф. лін. розш. в інтервалі від $0^\circ$ до $100^\circ\text{C}$ .
Шкло { кварцове	0,000.000.5	0,000.000.5
	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
Цинк	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 цій таблиці, стрижень у 10 метрів довжиною при огріванні його від  $0^\circ$  до  $100^\circ\text{C}$ . 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 "	
Цинк . . . . .	22,7 "	
Глинець . . . . .	23,4 "	
Цинк . . . . .	29,0 "	
Оливо . . . . .	29,5 "	
Сірка . . . . .	67,5 "	

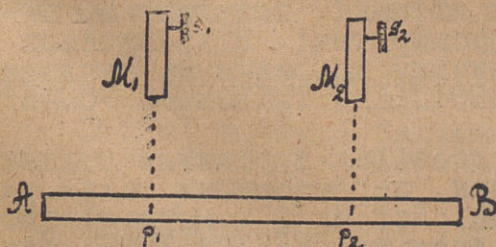


Рис. 19.

Вше ми зазначили, що коефіцієнт теплового розширу з'являється

функцією температури; як показує досвід, з підвищенням температури коефіцієнт теплового розширу зростає. Коефіцієнт теплового розширу  $100^\circ\text{C}$ .

НІВ двох або де-кількох металів дають загалом вартости МЕНШІ, ніж їхні складники. Ця властивість стопів використовується на практиці при виготовленні еталонів довжин.

§ 13.- Звернемося до розгляду теплового розширу ТЕЧЕЙ. 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 РОСШИРУ. Отже, виходячи з цього положення, ми повинні встановити два відповідні визначення; таким чином з одного боку говоритимемо про зглядний коефіцієнт теплового розширу течі, а з другого боку про коефіцієнт ПРАВДИВИЙ або АБСОЛЮТНИЙ. Другий дістанемо з першого, коли до нього додамо поправку на тепловий розшир посудини. Як що коефіцієнт теплового розширу матеріялу, з якого виготовлена посудина, докладно невідомий, то його доводиться знаходити досвідною дорогою. А для здійснення цього КОНЧЕ ПОТРІБНО ЗНАТИ КОЕФІЦІЄНТ ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ ПРИ НАЙМНІ ОДНІЄЇ ТЕЧІ. Отже бачимо, що необхідно винайти таку методу знаходження коефіцієнтів теплового розширу рідких тіл, при якій тепловий розшир посудини не впливав на вартість такого же розширу течі. Метода, що задовольняє названим умовам, була свого часу запропонована французькими фізиками ДОЛОНОМ [Dulong, 1785-1838] та ПІТІ [Petit, 1791-1820].

Полягає вона в наступному:

Сполучені посудини А та В [рис. 20] виповнюються ртутью й перша з них [А] оточується товченим льодом, а друга [В] міститься до оліїної ванни. Таким чином в посудині А ртуть має температуру 0°, в В - температуру t°. Через те що t > 0, густина d' ртуті в посудині В буде меншою від густоти її d\_0 в посудині А (d < d\_0). Через те, що висоти стовпів є відворотно пропорційні до густот, напишемо:

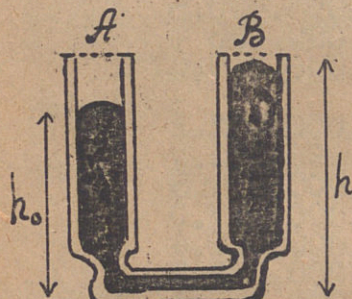


Рис. 20.

ртуті

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

Але густоти є відворотно-пропорційні 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 розширу прибере вигляд.

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

§ 14. Як що способом, викладеним у попередньому §, /або якимсь иншим, до нього подібним/ знайдено коефіцієнт теплового розширу при наймні однієї течі, то цим утворюється можливість до знаходження таких же коефіцієнтів для всіх інших течей. Для цього ми виповнюємо течею, абсолютний коефіцієнт теплового розширу якої вже є відомий, посудину й, перевівши досвід, обчислюємо ЗГЛЯДНИЙ тепловий розшир течі. Відрахувавши останній від розширу абсолютного, знайдемо величину поправки на тепловий розшир посудини, по вартости якої ОБЧИСЛИМО КОЕФІЦІЄНТ ТЕПЛОВОГО РОСШИРУ МАТЕРІЯЛУ ПОСУДИНИ.

Знаючи цей коефіцієнт, при послідуєчих досвідах з різними течами, зможемо вводити кожного разу відповідні поправки, перетворюючи таким чином коефіцієнт зглядний в коефіцієнт абсолютний. Всі такі досвіди переводяться на практиці за поміччу пристрою, що називається ДІЛЯТОМЕТРОМ. Уявляє він собі [рис. 21] вузьку шкляну трубку Z, що укінчується кулястим резервуаром К. Рисками, нанесеними на поверхні трубки, остання поділена на певні частини однакових обсягів. Для того, щоби користати з пристроєм його необхідно ПРОСТУПІНЮВАТИ. З цією метою зважуємо дільтометр - початку порожнім, а потім зі ртутью, виповнивши його останньою при температурі 0° до поділку a. Знайшовши таким чином тягар ртуті p\_0, змо-



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

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

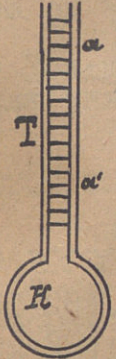


Рис. 21.

Проступіювавши таким чином дилатометр, можемо вже користати з нього для знаходження коефіцієнтів теплового розширення ріжних течей. Для цього необхідно лише перевести попередню працю по ВИЗНАЧЕННЮ КОЕФІЦІЄНТА ТЕПЛОВОГО РОСШИРЕННЯ САМОГО ДИЛАТОМЕТРА. Виповнимо останній ртутю при температурі в  $0^\circ$  до поділку  $b$ ; хай при цьому дилатометр покаже обсяг  $v_0$ ; як що тепер дилатометр ogrіємо до температурі  $t^\circ$ , то ртуть дістане новий обсяг  $v_t$ , де

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

де  $\gamma$  є коефіцієнт теплового розширення ртуті. Одначе ртутний меніск 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 меніску 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  $\eta$  є коефіцієнт обсягового теплового розширення скла. Отже зі взорів /43/ та /44/ бачимо, що при температурі  $t^\circ$  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  $\eta$  теплового розширення скла, з якого виготовлено дилатометр. А, знаючи величину  $\eta$ , 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 такогожрозширення тіл твердих. Нижче ми подаємо вартости коефіцієнтів теплового розширення для де-яких течей.

Назва тіл	Коеф. тепл. росш.	Назва тіл	Коеф. тепл. росш.
Вода	0,000.18	Алкоголь ( $C_2H_6O$ )	0,00110
Ртуть	0,000.1818	Сірковець ( $C_2H_4$ )	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.б.см. = 1.000.000 мм/ при ogrіванні на  $1^\circ\text{C}$ . зростає на:

Вода . . . . .	1800 мм.	Алкоголь . . . . .	11.000 мм.
Ртуть . . . . .	1818 "	Сірковець . . . . .	12.100 "
Гліцерин . . . . .	5000 "	Бензол . . . . .	12.400 "
Терпентинова олія	9400 "	Етер . . . . .	16.300 "

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

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

Ми вже зазначали про те, що з підвищенням температури вартість коефіцієнту теплового росширу  $\gamma$  зростає. Нижче подається таблицка вартостей теплового росширу ртуті для різних температур у межах від  $0^\circ$  до  $300^\circ$  С.

В другій шпальті ми маємо величину  $\beta$  себ-то к.т.р. для даної температури  $t$ . В другій шпальті маємо величину  $\beta_{0,0}$  себ-то пересічну вартість к.т.р. в інтервалі від  $0^\circ$  до даної температури  $t$ .

$t$	$\beta$	$\beta_{0,0}$	$t$	$\beta$	$\beta_{0,0}$
$0^\circ$	0,000.179.05		$140^\circ$	0,000.186.06	0,000.182.50
$20^\circ$	0,000.180.01	0,000.181.81	$200^\circ$	0,000.189.09	0,000.183.23
$50^\circ$	0,000.181.52	0,000.181.89	$240^\circ$	0,000.191.11	0,000.183.86
$80^\circ$	0,000.183.04	0,000.182.03	$280^\circ$	0,000.193.13	0,000.184.59
$100^\circ$	0,000.184.05	0,000.182.16	$300^\circ$	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 НАЙМЕНШИЙ ОБСЯГ І НАЙБІЛЬШУ ГУСТОТУ ПРИ ТЕМПЕРАТУРІ В  $4^\circ$ С. Ознайомимось тепер з методом знаходження цієї температури максимальної густоти води, що свого часу була запропонована ДЕПРЕ. Метода Депре полягає в наступному:

До посудини А /рис.22/ виповненої водою, введено де-кілька термо-

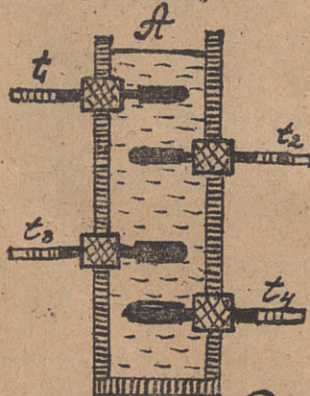


Рис.22.

метрів, розмічених на різних височинах. Посудина міститься в оточення, що має температуру  $0^\circ$  /або нижчу/, після чого спостерігається показання всіх термометрів. При охолодженні води до температури  $+4^\circ$ С. вона стискується, збільшує свою густоту й через те сідає додолу. В наслідок цього на початку досвіду НАЙБІЛЬШИЙ СПАД ТЕМПЕРАТУРИ СПОСТЕРІГАЄТЬСЯ НА НАЙНИЖЧОМУ ТЕРМОМЕТРІ. / $t_4$ /. Цей спад припиняється коли температура дольних верств води сягає вартості  $+4^\circ$ С. Маса води, охолоджені більше ніж до  $+4^\circ$ С., є рідшими від тих верств, що дістали цю температуру й через те знижуватися додолу й справляти дальший спад температури вони не можуть. Отже термометр  $t_4$  протягом певного часу СТАЛО ЗБЕРІГАЄ ТЕМПЕРАТУРУ НАЙБІЛЬШОЇ ГУСТОТИ ТЕЧІ. Тим часом тієї ж

температури послідовно, один за другим сягають: термометр  $t_3$ , далі термометр  $t_2$  й 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  $+4^\circ$ С. до  $0^\circ$  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  $0^\circ$  й перетвориться в лід. Отже бачимо, що ПРОЦЕС ЗАМЕРЗАННЯ ВОДИ ПОСТУПАТИМЕ ВІД ВЕРСТВ ГОРІШНІХ ДО ВЕРСТВ ДОЛІШНІХ.

З наведеного опису досвіду видно, що СПІЛЬНА ТЕМПЕРАТУРА ВСІХ НИЖНІХ ТЕРМОМЕТРІВ / $t_4, t_3, t_2$ / ЗАФІКСОВАНА В ТОЙ ЧАС, КОЛИ ВІДБУВАЄТЬСЯ ЗМІНА В ПОРЯДКУ СПАДАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ, В РІЗНИХ ТЕРМОМЕТРАХ, ДЯ ТЕМПЕРАТУРА ВІЗНАЧАЄ СОБОЮ ТЕМПЕРАТУРУ НАЙБІЛЬШОЇ ГУСТОТИ ВОДИ.

Охолоджуючи воду, як описано вище, до  $0^\circ$  й далі огріваючи її від  $0^\circ$  до температури вищої від  $+4^\circ$ С., Депре знайшов пересічну вартість для температури максимальної густоти в  $4^\circ,002$ .

Нижче подається таблиця густот води при різних температурах:

Температура	Густота води	Температура	Густота води
0°	0,9998767	10°	0,9997327
2°	0,999700	15°	0,9991347
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'явищ природи; наприклад руйнація горни, 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 й ціла низка інших з'явищ знаходить собі пояснення в ЗБІЛЬШЕННІ ОБСЯГУ ВОДИ ПРИ ЇЇ ЗАМЕРЗАННІ. Так само є для нас зрозумілим через щось саме річки та озера навіть при значних морозах не промерзають до самого дна: найгустіші верстви води з температурою в + 4°С. спадають додолу й 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.інш./.

§ 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 ТОДИ КОЛИ ЗОВНІШНЄ ТИСНЕННЯ ЗВЕРТАЄ 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 ЗАКОМУ БОЙЛЯ, перше  $p = \text{const}$ ;  $v = f(t)$ ; / ЗАКОМУ ШАРЛЯ /Charles, 1787/. Цей закон таким чином каже, що ПРИ СТАЛОМУ ТИСНЕННЮ ОБСЯГ ГАЗУ ЗРОСТАЄ ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО ЙОГО ТЕМПЕРАТУРИ. Математично це виражається наступним чином:

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

де  $v_0$  є обсяг газу при температурі 0°,  $v_t$  - обсяг газу при температурі  $t$ , а  $\frac{1}{p}$  - його коефіцієнт теплового розширу при сталому тисненні.

Перші дослідження над тепловим розширом газових тіл, що переводилися протягом цілого XVIII століття, стосувалися здебільшого воздуха. Брак досконалих технічних засобів значно перешкодив 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 з дилатометром, який виповнявся ретельно-висушеним газом.

Дорогою досліджень над воздухом 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 ЗАВИСІТЬ 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:

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

де  $p_0$  є пруживість газу при температурі  $0^\circ$ ,  $p_t$  - при температурі  $t^\circ$  /мірною цих пруживостей в'являються відповідні вартості зовнішнього тиснення/, а  $\beta_v$  означає коефіцієнт теплового розширу газу при сталому його обсязі.

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

§ 17. Перші докладні поміри коефіцієнтів теплового розширу газових тіл переведені були РЕНЬО /Renoult, 810-1878/. Ознайомимося зі схемами його досвідів.

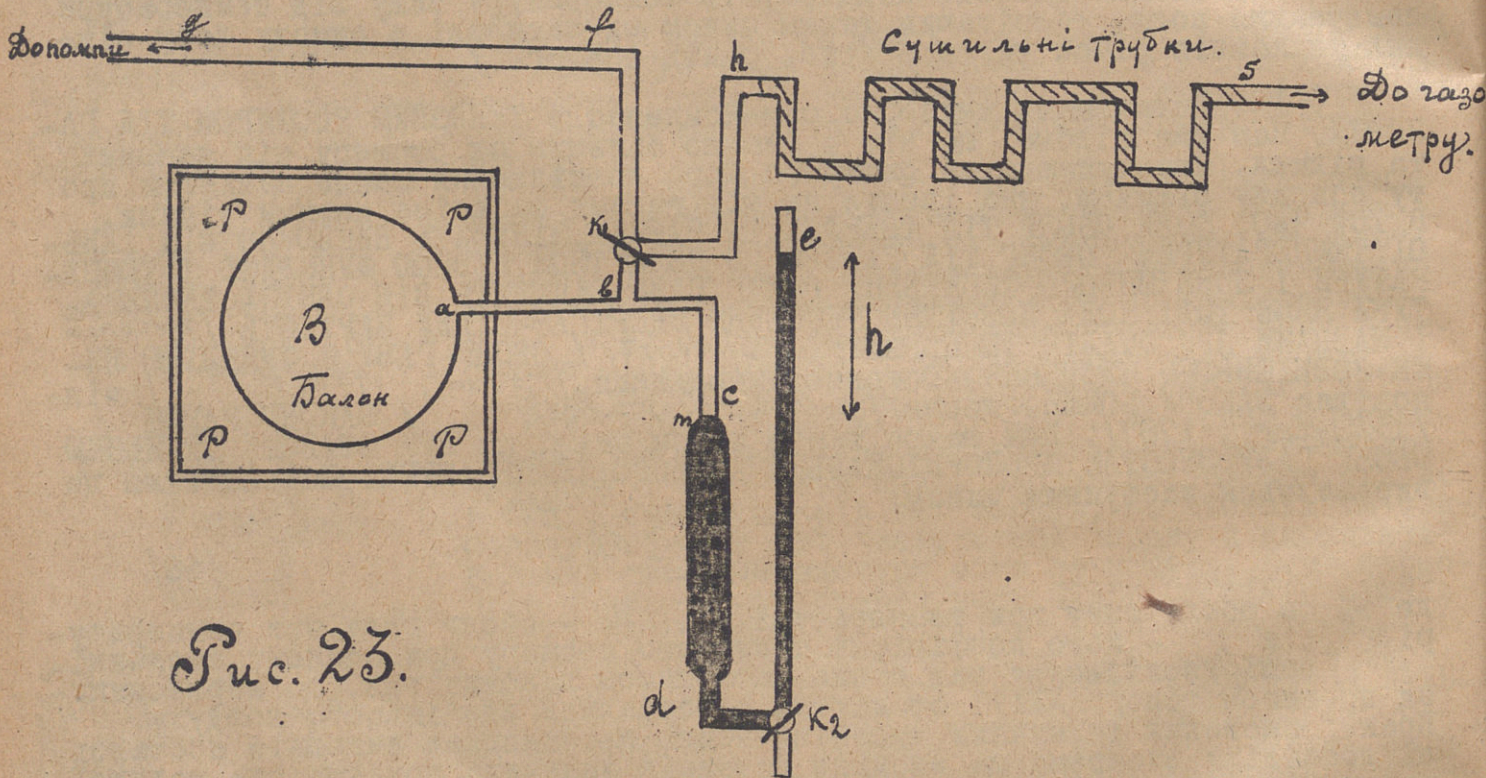


Рис. 23.

Розглянемо в першу чергу ту схему, яка стосується знаходження коефіцієнтів теплового розширу газів при сталому тисненні /сталій пруживості/. Великий шклянний балон В /рис.23/ за поміччю вузької трубки ac з'єднується з ртутним манометром cde. Від трубки ac відходить у бік трубка bfg, яка в свою чергу відгалужує від себе трубку kh, що далі з'єднується з низкою погнутих трубок hs; ці останні наповнені помірно зволоженою сірковою кислотою /H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>/. і слугують таким чином до висушення газу, що поступає всередину пристрою. Трубка fg йде до розширювальної помпи; отже маніпулюючи крантом K<sub>1</sub> ми можемо балон В сполучати або з газометром через трубку kh або з помпою через трубку kfg.

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 поміччю новий ростиск у балоні, /при чому одночасово з воздухом випомповуватиметься й водяна пара/, а після того знову адучимо 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 виносить  $T$ . Тоді зросте відповідним чином пружність газу, а через те він витиснить з трубки  $cd$  певну частину ртуті. Щоби повернути попередній стан доведеться долляти до манометру ртуті; коли остання знову дійде до риски  $m$  і газ таким чином осягне первісного свого обсягу, ми матимемо певну ріжницю ртутних стовпів, що виноситься деяку 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  $0^{\circ}$  він виносить  $V_0$ , а при  $T \sim V_T$  обсяг трубки  $abc$  нехай буде  $v$ , а його вартість при  $0^{\circ} \sim v_0$ , при  $T \sim v_T$ . Як що би ця трубка при першому досвіді була так само 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 ogrіto до температури  $T^{\circ}$ , 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  $V_0 + v_0$  / а не  $V_0 + v$  /, при другому досвіді під тисненням  $H+h$  у нас знаходився обсяг газу  $V_T + v_T$  / а не  $V_T + v$  /.

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 росширу даного газу. Зазначимо цей останній через  $\beta$ ; коефіцієнт теплового росширу шкла, з якого виготовано балон  $B$  та трубку  $abc$  зазначимо через  $\beta'$ .

Як що би всі наші досвіди переводилися ПРИ ВСЕ ТІЙ ЖЕ ТЕМПЕРАТУРІ, то для встановлення математичного зв'язку по-між відповідними фізичними величинами ми могли би скористати в ЗАКОНУ БОЙЛЯ. Але при наших досвідах ріжні частини газової маси мали ріжні температури /  $0^{\circ}, T^{\circ}, t^{\circ}, t'^{\circ}$  /; / що унеможливило переведення тих порівнянь, які ми могли були би зробити, спираючись на закономірність Бойля. Однак все це стане можливим коли ми ВАРТОСТІ ОБСЯГІВ ЗНАЙДЕНИХ ПРИ РІЖНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ, ЗРЕДУКУЄМО ДО ЯКОЇСЬ ОДНІЄЇ ТЕМПЕРАТУРИ. Візьмемо за останню  $0^{\circ}$  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 росширу шкляної трубки з піднесенням температури від  $0^{\circ}$  до  $t^{\circ}$ . Остання величина обсягу, визначена для температури  $t^{\circ}$ , для температури  $0^{\circ}$  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  $t^{\circ}$  до  $0^{\circ}$ . Таким чином цілий обсяг газу зредукований до температури  $0^{\circ}$ , означиться виразом:

$$V_0 + \frac{v_0(1+\beta t)}{1+\beta t}$$

1487

Так само зредукуємо до  $0^\circ$  обсяг газу при другому досвіді. Обсяг газу в балоні під час цього досвіду виносим  $V_z = V_0(1+\eta T)$ , де  $V_0$  є, як

відомо обсяг балону при температурі  $0^\circ$ . Як що обсяг газу  $V_z$  зредукувати до  $0^\circ$ , то дістанемо вираз:

$$\frac{V_z}{1+f_v T} = \frac{V_0(1+\eta T)}{1+f_v T}; \quad /49/$$

Під час другого досвіду газова маса в трубці *abc* має температуру  $t'$ , при якій обсяг газу виносить  $V_{z'} = v_0(1+\eta t')$ , де  $v_0$  обсяг трубки при температурі  $0^\circ$ . Як що обсяг газу  $V_{z'}$  зредукуємо до  $0^\circ$ , то дістанемо:

$$\frac{V_{z'}}{1+f_v t'} = \frac{v_0(1+\eta t')}{1+f_v t'}; \quad /50/$$

Таким чином на основі виразів /49/ та /50/ бачимо, що при другому досвіді загальний обсяг газу, зредукований до температури  $0^\circ$ , виноситиме:

$$\frac{V_0(1+\eta T)}{1+f_v T} + \frac{v_0(1+\eta t')}{1+f_v t'} \quad /51/$$

Першому досвіду відповідає тиснення  $H$ , другому -  $H+h$ , 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  $f_v$ , себ-то знайдемо коефіцієнт теплового розширу газу ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯГІ.

§ 18. Перейдемо тепер до розгляду досвіду Реньо по знаходженню коефіцієнтів теплового розширу 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 риски дві - *m* та *n*; при цьому розміри балону *B* та манометричної широкій трубки підібрані так, що при  $0^\circ\text{C}$ . газ займає обсяг до риски *m*, а при  $100^\circ\text{C}$ . - до риски *n*.

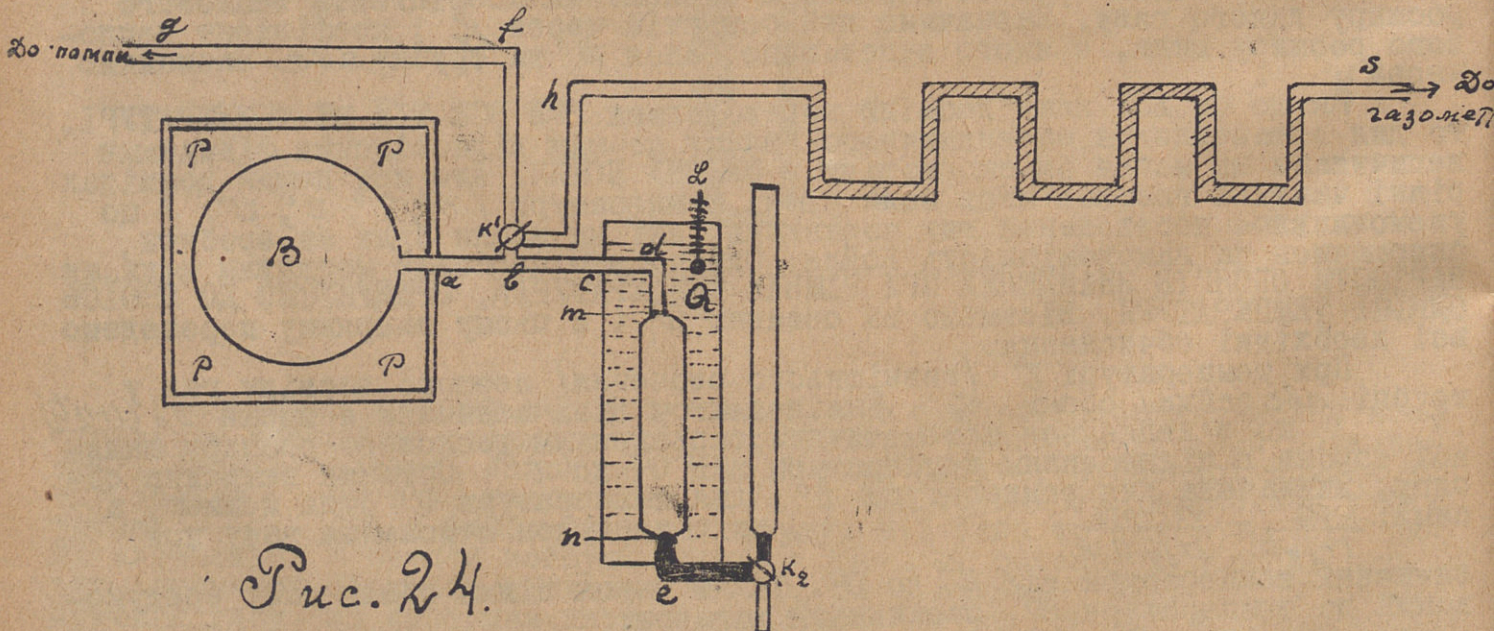


Рис. 24.

Виповнивши балон  $B$  осушеним газом, обкладемо його товченим льодом і таким чином приводимо газ до температури  $0^\circ$ . Після цього наливаємо до манометру стільки ртуті, щоби 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, щоби 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  $0^\circ$ , то дістанемо:

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

де  $\beta_p$  є коефіцієнт теплового розширу газу при сталому тисненні. Таким чином цілий обсяг газу при  $0^\circ\text{C}$ . вноситиме:

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

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  $0^\circ$ , вноситиме:

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

Обсяг трубки  $abc$  при температурі  $t'$ , після зредукування до  $0^\circ$  вноситиме:

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

Нарешті зредукований обсяг газу в трубці  $mn$  буде:

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

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

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

звідкиля можемо обчислити величину  $\beta_p$ . Зі своїх помірив Реньо знайшов для воздуха наступну вартість величини  $\beta_p$ :

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

Як бачимо КОЕФІЦІЄНТ  $\beta_p$  є БІЛЬШИМ ОД КОЕФІЦІЄНТА  $\beta_v$ .

Реньо перевів дослідження з цілою низкою газів. Пізніше їх повторив ШАРПОН (Chapronis), який між иншим знайшов наступні вартості величин  $\beta_p$  та  $\beta_v$  для де-яких газів.

Назва газу	$\beta_p$	$\beta_v$
Водень	0,0036600	0,00366256
Воздух	0,0036728	0,0036724
Чотириокис вуглиця	0,0037410	0,0037262

Як бачимо всупереч твердженню першого Гей-Люсакового закону коефіцієнти теплового розширення для різних газів мають неоднакові вартості. Що правда ці вартості 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 газы, коли вони з'являються ДАЛЕКИМИ ВІД СТУПЕНЯ НАСИЧЕННЯ; ПРИ НИХ УМОВАХ ДО НИХ БЕЗ ЗНАЧНОЇ ПОМИЛКИ МОЖЕ БУТИ ПРИКЛАДЕНИЙ ПЕРШИЙ ГЕЙ-ЛЮСАКІВ ЗАКОН.

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

Як показує досвід для всіх газів існує та або інша РІЗНИЦЯ ПО-МІЖ КОЕФІЦІЄНТАМИ  $\beta_p$  ТА  $\beta_v$ . ЦЯ РІЗНИЦЯ Є ТИМ БІЛЬШОЮ ЧИМ У МЕНШІЙ МІРІ ГАЗ СЛІДУЄ ЗАКОНУ БОЙЛЯ, СЕБ-ТО ЧИМ БІЛЬШЕ ВІН ОТСТУПАЄ ВІД ГАЗУ ІДЕАЛЬНОГО. Воі натуральні газы мають обсяги МЕНШІ, ніж то випадає на основі Бойлєвого закону: виняток з цього боку творить водень, для якого обсяг є БІЛЬШИМ ніж показує згаданий закон. Відповідно до цих властивостей водня різниця  $\beta_p - \beta_v$ , що для всіх газів має ДОДАТНУ вартість, для водня є величиною ВІД'ЄМНОЮ.

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

Нехай при температурі  $0^\circ$  й тисненні  $p_0$  газ має обсяг  $v_0$ . Поста-вимо собі завданням обчислити обсяг  $v$ , який газ дістане при темпера-турі  $t^\circ$  й тисненні  $p$ . Для цього уявимо що спочатку газ підпав ЛИШЕ ТЕМПЕРАТУРНІЙ ЗМІНІ, ogrівшись від  $0^\circ$  до  $t^\circ$ , 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 згадували 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 взір:

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

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

Зазначимо через  $m$  масу газу, через  $d_0$  та  $d$  його густоту при температурах  $0^\circ$  та  $t^\circ$ . 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, газ /66/ можемо подати в наступному вигляді:

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

звідкиля дістаємо:

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

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 з боку практичного питання, а саме питання про ЗРЕДУКОВАННЯ ДАНОГО ОБСЯГУ ГАЗУ ДО НОРМАЛЬНОГО СТАНУ, СЕБТО ДО ТЕМПЕРАТУРИ 0°С. І ТИСНЕННЯ В 760 ММ.

Нехай при температурі  $t^{\circ}$  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 вгорів /63/ та /68/. Зі взору /63/ дістаємо:

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

зі взору /68/ маємо:

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

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

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

підставляючи сюди вираз для величини  $v_0$  зі взору /69/ дістанемо:

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

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

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

Взори /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°С. -  $d_0$  з виір:

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

ми маємо підставити вираз для величини  $v_0$ , який подається взором /69/; так наприклад, взявши на увагу, що один куб. дециметр /літр/ сухого ВОЗДУХУ ПРИ ТЕМПЕРАТУРІ 0°С. ВОЛОДІЄ МАСОЮ В 1,293187 гр. зі взору /74/ на основі виразу /69/ дістанемо:

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

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

§ 21. Як що ми у виразах:

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

вважатимемо /у певному приближенні/ коефіцієнт теплового розширу  $\gamma$  рів-

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

$$p=0; \quad v=0; \quad pv=0;$$

Вирази /77/ показують що ПРИ ТЕМПЕРАТУРІ  $-273^{\circ}\text{C}$ . ЯК ОБСЯГ ГАЗУ, ТАК І ЙОГО ПРУЖИВІСТЬ ОБЕРТАЮТЬСЯ В НУЛЬ. Інакше кажучи при названій температурі ГАЗ СТРАЧУЄ СВОІ ОСНОВНІ ХАРАКТЕРНІ ВЛАСТИВОСТІ, ЩО НИМИ ЯК ГАЗ І ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ГАЗОВИЙ СТАН МАТЕРІЇ; як бачимо при температурі  $-273^{\circ}\text{C}$ . припиняється той незвичайно-жвавий й напружений рух молекул, що складає найбільш характерну й яскраву ознаку газових тіл. Як видно зі взорів /76/ ТЕМПЕРАТУРА  $-273^{\circ}\text{C}$ . УЯВЛЯЄ СОБОЮ НАЙНИЖЧУ МОЖЛИВУ ТЕМПЕРАТУРУ; температур нижчик од неї, будь-де й при будь-яких умовах досягнути неможливо. Цю найнижчу температуру ми назовемо А Б С О Л Ю Т Н И М Н У Л Е М, а всяку иншу температуру, відраховану від цього нуля й виражену в ступінях Цельсієвої скалі, назовемо ТЕМПЕРАТУРОЮ 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

$$t = -273,1.$$

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

$$T = t + 273,1.$$

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

$$p \cdot v = p_0 \cdot v_0 \cdot f \left( \frac{1}{f} + t \right);$$

або

$$p \cdot v = \frac{p_0 \cdot v_0}{273,1} (273,1 + t);$$

або:

$$pv = \frac{p_0 v_0}{T_0} T;$$

як що через  $T_0$  зазначимо температуру  $0^{\circ}\text{C}$ . по абсолютній скалі.

В цьому взорі 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  $0^{\circ}$  є величиною цілком означеною. Зазначимо згаданий вище вираз однією літерою  $R$ , де  $R$  уявлятиме таким чином певну константу. Тоді, взявши під увагу вираз /79/, зможемо виразу /80/ надати такий вигляд:

$$pv = RT,$$

де, як ми зазначили,

$$R = \frac{p_0 v_0}{T_0}.$$

Взір /81/ подає нам у перетвореній остаточній формі рівняння стану газів. Цей взір показує, що ДОБУТОК ОБСЯГУ ГАЗУ ТА ЙОГО ТИСНЕННЯ Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНИМ ДО АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ГАЗУ. Для кожного з газових тіл величина  $R$  згаданого взору має свою характерну вартість. Вона дістає назву "ГАЗОВОЇ СТАЛОЇ" або "ГАЗОВОЇ КОНСТАНТИ".

Обчислімо газову сталу для ВОЗДУХУ. Візьмемо, останнього в кількості 1 граму. Зі взору  $v_0 \cdot d_0 = 1$  маємо:  $v_0 = \frac{1000}{0,001293} = \frac{1000}{1,293} \text{ см}^3$ . далі маємо:  $p_0 = 1033 \frac{\text{грам}}{\text{см}^2} = 1033 \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}$ ; . Таким чином  $R = \frac{1000 \cdot 1033,98}{1,293 \cdot 273} = 2,871 \cdot 10^6 \frac{\text{ерг}}{\text{ступ.ц.}}$ . Подібним чином дістанемо: для ВОДНЮ:  $41,25 \cdot 10^6 \frac{\text{ерг}}{\text{ст.у.}}$

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

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

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

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

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

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

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

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 константу

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

віднесемо до одного моль того або иншого газу, ми назовемо /у відміню від величини  $R$  / УНІВЕРСАЛЬНОЮ ГАЗОВОЮ СТАЛОЮ.

Таким чином для ОДНОГО МОЛЮ газу рівняння стану прибере такий вигляд:

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

Для  $\nu$  молів матимемо відповідно

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

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

§ 24. Рівняння Клапейрона дозволяє нам обчислити той обсяг  $v_0$ , який займає один моль даного газу в НОРМАЛЬНОМУ СТАНІ /себ-то при  $0^\circ$  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:

$$v_0 = \frac{R_m T_0}{p_0} = 22,4 \text{ літр.} \quad /86/$$

Таким чином приходимо до наступного важливого висновку: СТАЛИЙ ОБСЯГ ОДНОГО МОЛЯ ВИНОСИТЬ ДЛЯ ВСІХ ГАЗІВ  $22,4$  ЛІТР.

Той факт, що моль будь якого газу в умовах нормального стану випусне все той же обсяг, не повинен справляти будь-яких здивовань, 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 СТОСУЮТЬСЯ ПО МІЖ СОБОЮ ЯК ІХНІ МОЛЕКУЛЯРНІ ТЯГАРИ.

Зазначимо через  $n$  кількість молекул, що містить у собі ОДИН ГРАМ ВОДНЮ; нехай далі  $d$  означає ГУСТОТУ ДАНОГО ГАЗУ, ЗГЛЯДНО ВОДНЮ В ТИХ ЖЕ УМОВАХ ТЕМПЕРАТУРИ ТА ТИСНЕННЯ; тоді кількість молекул  $m$ , яка міститься в ОДНОМУ ГРАМІ ДАНОГО ГАЗУ визначається величиною  $n/d$ . Остання, як бачимо, є ЗІДВОРСТНО ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО ГУСТОТИ ГАЗУ. На основі закону Авогадро ми мали бн вважати, що величина  $d$  при всяких умовах зберігає сталу 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 газу, маса якої виносить стільки грамів, скільки одиниць містить у собі число, що виражає молекулярний тягар газу. Наприклад для ВОДНІЯ моль виносить  $2,0154$  гр., для КИСЕНІЯ -  $32$  гр., для АЗОТА -  $28,02$  гр.

ном, що з піднесенням температури ВЕЛИЧИНА  $\alpha$  МАЛІЄ. А це показує, що ЗІ ЗРОСТОМ ТЕМПЕРАТУРИ ЗРОСТАЄ КІЛЬКІСТЬ  $m$  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 ДИССОЦІАЦІЇ ГАЗОВИХ МОЛЕКУЛ, СЕБ ТО ДО РОСПАДУ 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 ДІЄСНИЙ, ФІЗИЧНИЙ, є МЕНШИМ од того УЯВНОГО, ГЕОМЕТРИЧНОГО обсягу, з яким ми оперуємо в математичних взорах. 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 речей 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 вибір 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 собою величину сталу. Тоді вираз  $|81|$  дає  $p \cdot v = C = const;$

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

§ 26. Той факт, що газу уявляють собою тіла, які в найбільшій мірі реагують на теплові впливи і коефіцієнти теплового розширення яких надаються до визначень зі значною точністю, майже не змінюючись до того зі зміною температури, - цей факт натурально накладає думку про використання газів як 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 перевіз свої класичні досвіди, окреслив з необхідною виразністю та докладністю процес теплового розширення газових тіл і знайшов досить точні вартості коефіцієнтів розширення для цілої низки газів. До повного належного зреалізування ідеї ГАЗОВОГО

☺ Константи  $a$  та  $b$  цього взору відповідають:  $b$  - першій поправці,  $a$  - другій.

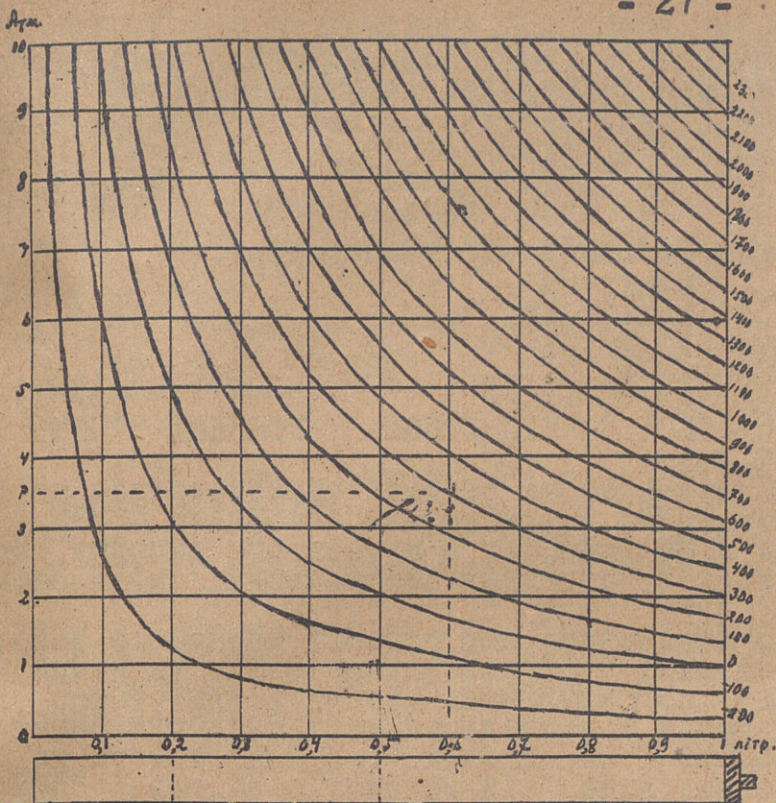


Рис. 25.

ТЕРМОМЕТРУ приходитъ у перше ДЖОЛЛІ /зобву/. ГАЗОВИЙ ТЕРМОМЕТР Джоллі уявляє собою /рис. 26/ скляний резервуар *A* /кулистий чи циліндричний/, що поміщу волоскуватей 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 прямовісній стійці *P*, яка має скалю *ss*. Трубка *b* у місці свого переходу у волоскувату трубку має риску *m*. Трубка *b* є нерухомою, трубка *c* тоже посуватися здовж скалі й закріплятися поміщу труби *f* в будь-якому положенні. Резервуар *A* виповнюється тим або иншим осушеним газом. На практиці здебільшого вживаються термометри ВОЗДУШНІ або ВОД-

НЕВІ, останні зважаються за найліпші.

Маніпуляція з газовим термометром переводиться наступним чином.

Резервуар *A* містимо до посудини, виповненої потовченим льодом; тоді маса газу за де-який час набуває температуру  $0^{\circ}\text{C}$ . Вичекавши цей час, пересуваємо трубку *c* до такого її положення, при якому ртуть у трубці *b* ДОХОДИТЬ ДО РИСКИ *m*. Нехай різниця стовпів в колінах манометру виносить  $h$  /величина  $h$ , може мати вартість як додатну так і від'ємну/. Тоді тиснення, під яким при температурі  $0^{\circ}$  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, потягне за собою переміщення ртутного меніску в трубці *b*. Щоби знову його підвести до риски *m* необхідно в той або инший бік пересунути здовж скалі трубку *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 теплового розширу  $\beta_0$  для термометричного газу, на основі взору /47/ зможемо написати

$$t = \frac{p_t - p_0}{\beta_0 p_0}; \quad /88/$$

Як що бх ми поцікавилися знаходженням поміщу газового термометру температур АБСОЛЮТНИХ, то, звернувшись знову-таки до того ж взору /47/, дістади бх:

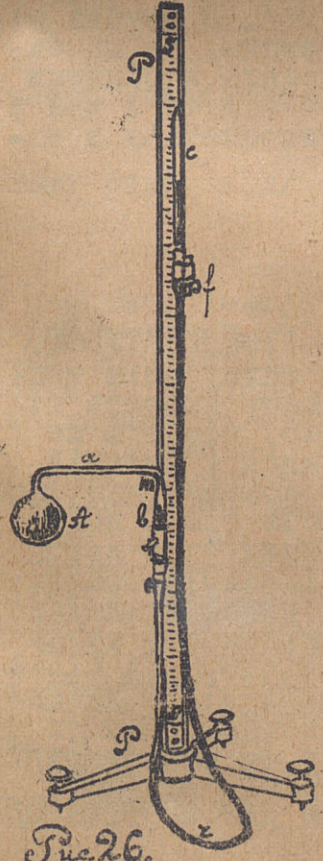


Рис. 26.

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

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

Для иншої температури  $t'$  ми дістали би абсолютну температу́ру:

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

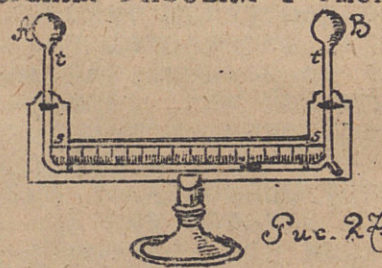
Взори /90/ та /91/ дають нам:  $T : T' = p_t : p_{t'}; \quad /92/$

себ то АБСОЛЮТНІ ТЕМПЕРАТУРИ СТОСУЮТЬСЯ ПО МІЖ СОБОЮ ЯК РІЗНИЦІ 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 стовпів/.

В наслідок того виключного положення, яке газовий термометр займає серед усіх термометричних уряджень, сучасною наукою він є визнаний за термометр ОСНОВНИЙ, з яким мають порівнюватися будь-які инші термометри. Вважаючи на те, що з усіх газів у найбільшій мірі слідує теоретичним законам теплового розширу ВОДЕНЬ і що названий газ має до того ще й дуже низьку температуру скроплення /нижчу ніж воздух/, - за т.зв. "НОРМАЛЬНИЙ" газовий термометр вважається нині ТЕРМОМЕТР ВОДНЕВИЙ. ЗІ СТУПІНЬ НОРМАЛЬНОЇ ТЕМПЕРАТУРНОЇ СКАЛИ, прийнятої до вжитку в усіх країнах, визнається той ТЕМПЕРАТУРНИЙ ІНТЕРВАЛ, що ВІДПОВІДАЄ ОДНІЙ СОТІЙ ЧАСТИНІ ЦІЛОЇ ЗМІНИ ТИСНЕННЯ У ВОДНЕВОМУ ТЕРМОМЕТРІ ПО МІЖ ОСНОВНИМИ ЙОГО ТОЧКАМИ 0° ТА 100°С.

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



/рис.27/ злучені товчкою трубочкою  $tt$ , що уміщена біля поземі скалі  $SS$ . В трубці міститься невеличкий ртутний стовпик. Як що балони А та В умістимо до оточень з різними температурами, то, в залежности від того яка з них буде вищою, стовпик пересуватиметься в тому або иншому напрямку.

## 2. КАЛОРИМЕТРІЯ.

§ 27. ТЕПЛОВИЙ СТАН тіла характеризується його ТЕМПЕРАТУРОЮ. Але одного поняття температури не вистарчає для повного опису всіх теплових процесів. Щоби ogrіти до певної температури малу масу якогось тіла, 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 ogrіття до ВСЕ ТОЇ ж ТЕМПЕРАТУРИ РІЗНІ МАСИ ПОТРІБУЮТЬ РІЗНІ ПОРЦІЇ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ. Такий стан річей приводить нас до висновку про необхідність введення нового поняття, а саме поняття про КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА. Назване поняття, уявляючи собою певну фізичну величину, негайно вимагає від нас встановлення ОДИНИЦІ цієї величини. За одиницю кількості тепла в сучасній науці прийнято КАЛОРІЮ. КАЛОРІЄЮ /МАЛОЮ/ НАЗИВАЄТЬСЯ ТА КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, що ПОТРІБУЄТЬСЯ ДЛЯ OGRІТТЯ ОДНОГО ГРАМУ ВОДИ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ 14,5°С. ДО ТЕМПЕРАТУРИ 15,5°С. Мала калорія /або ГРАМКАЛОРІЯ, як її инді називають/ уявляє собою одиницю незначну; через те на практиці вживається ще одиниці більшої, що має назву КАЛОРІЇ ВЕЛИКОЇ. ВЕЛИКОЮ КАЛОРІЄЮ НАЗИВАЄТЬСЯ ТА КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, що ПОТРІБУЄТЬСЯ ДЛЯ OGRІТТЯ ОД-

НОГО КІЛОГРАМУ ВОДИ ВІД 14,5°C. ДО 15,5°C. Як бачимо велика калорія вно-  
носить 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  $t^{\circ}$  до  $(t+1)^{\circ}$  вважатимемо за величину сталу при різних вартостях  
 $t$ , то, на основі поданих вище визначень, скажемо, що для ogrіття  $m$   
грамів води на  $t^{\circ}$  потрібно вжити кількість тепла

$$q = m \cdot t;$$

/93/

Вираз /92/ визначає собою основний взір калориметрії.

Цей взір показує, що ПРИ СТАЛІЙ МАСІ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА Є ПРОПОРЦІ-  
ОНАЛЬНА 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 ВІДБУВА-  
ЄТЬСЯ ВІД ТІЛ З ТЕМПЕРАТУРОЮ ВИЩОЮ ДО ТІЛ З ТЕМПЕРАТУРОЮ НИЖЧОЮ. Про-  
цес переходу тепла автоматично припиняється тоді, коли досягнуто СТАНУ  
РІВНОВАГИ ТЕМПЕРАТУР. Таким чином, коли два тіла різних температур при-  
ходять 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 дос-  
відів.

Нехай  $m$  грамів води, температури  $t_0^{\circ}$  змішано з  $m'$  грамами  
температури  $t^{\circ}$ , де  $t > t_0$ . Щоби обчислити вислідну температуру сумі-  
ші -  $t'$ , міркуємо наступним чином: Маса води  $m$  ogrілася від темпе-  
ратури  $t_0$  до температури  $t'$ , отже вона дістала тепла  $m(t'-t_0)$  ка-  
лорій; 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 рів-  
ною кількості тепла, яку здобула маса  $m$ . Таким чином дістаємо рівня-  
ня:

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

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  $|m'| = m$  дістаємо:

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

На практиці доводиться спостерігати певні відступлення від взорів /95/  
та /96/, що справляються переходом тепла до різних сторонніх тіл зовніш-  
нього оточення. Одначе при належних заходах таку страту тепла можна  
звести до певного мінімуму; тоді взори /95/ та /96/ в певній мірі наб-  
лиження можуть вважатися цілком правдивими.

Переведемо тепер такий досвід: візьмемо де-кілька ОДНАКОВИХ пор-  
цій води температури  $t_0$ , кожда масою в  $m$  грамів, і почнемо долива-  
ти до них РІВНІ порції води температури  $t$ ; маси цих порцій нехай бу-  
дуть  $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ . 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 на-  
званого взору легко переконатися, що вислідом нерівності  $m_1 < m_2 < m_3$ ,  
 $\dots, m_{n-1} < m_n$  є нерівність  $t_1 < t_2 < t_3, \dots, t_{n-1} < t_n$ , себ-то

ЧИМ БІЛЬШОЮ Є МАСА ДОДАВАЕМОЇ ВОДИ, ТИМ ВИЩОЮ Є Й ВИСЛІДНА ЇЇ ТЕМПЕРАТУ-  
РА. Такий висновок перебуває в згоді зі взором /93/, бо, як було визна-  
чено, при сталій температурі кількість тепла є пропорційна до маси.

До цього часу ми оперували в 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  $0^{\circ}$  та  $100^{\circ}$  вислідна температура виносить  $50^{\circ}$ , то при змішанні води температури  $0^{\circ}$  зі ртутью температури  $100^{\circ}$  вона виносить лише  $3^{\circ},22$ . Таким чином бачимо, що в той час, коли вода ogrілася на  $3^{\circ},22$ , ртуть охолонула аж на  $96^{\circ},78$ . Отже бачимо, що певна кількість тепла відійшовши від ртуті й справивши там зниження температури на  $96^{\circ},78$ , спроміглася ogrіти таку ж саму масу води лише на  $3^{\circ},22$ . Випадає так, що **ОДНАКОВІ 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 характеризуються його **ТЕПЛОЗАБИРНИСТЮ**.

Як що через  $C$  зазначимо ту кількість тепла, яку необхідно зужити щоби одиницю маси ogrіти на  $1^{\circ}$ , то кількість тепла  $q$ , потрібна для ogrіття тіла маси  $m$  на  $t^{\circ}$  визначиться виразом:

$$q = mct; \quad /197/$$

Для різних тіл, **ТЕПЛОЗАБИРНИСТЯ** яких є різною, матиме різні числові вартості й коефіцієнт  $C$  останнього виразу. Цей коефіцієнт **ХАРАКТЕРИЗУВАТИ** МЕ СВОЄЮ ВАРТІСТЮ ВНУТРІШНІ ТЕПЛОВІ ВЛАСТИВОСТІ ДАНОГО ТІЛА. Його ми назовемо **ПИТОМОЮ ТЕПЛОЗАБИРНИСТЮ** 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, **питоме тепло** має не зовсім однакові /хоч і дуже близькі/ вартості. З підвищенням температури вони, як загальне правило, **зменшують** /? Через те, коли хочемо бути точними, завжди маємо зазначати до якої-саме температури стосуються подані вартості питомих теплозабирностей.

Як що за одиницю маси вважатимемо **ГРАМ**, то **питоме тепло** обчислюватиметься в **КАЛОРІЯХ МАЛИХ**, як що ж за одиницю маси приймемо **КІЛОГРАМ**, то **питоме 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 температура першої течі була  $t_0$ , другої -  $t'$ , а вислідна температура є  $t$ , то кількість тепла  $q$ , що здобула перша теча, визначиться виразом:

$$q = mc(t - t_0); \quad /198/$$

а кількість тепла  $q'$ , що віддала друга теча, визначиться виразом

$$q' = mc'(t - t'); \quad /199/$$

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

$$mc(t - t_0) = mc'(t - t'); \quad /200/$$

звідкиля:

$$c' : c = (t - t_0) : (t - t'); \quad /201/$$

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/, **питоме тепло  $c'$  визначиться стосунком величини піднесення температури води до величини зниження температури даної течі:**

$$c' = \frac{t - t_0}{t - t'}; \quad /202/$$

Вертаючи до прикладу змішання води зі ртутью, дістаємо:

$$c' = \frac{3^{\circ},22}{96^{\circ},78} = 0,033;$$

Як бачимо **питоме тепло ртуті в 30 разів менше від питомого тепла води.** Отже при змішанні рівних мас води з температурою  $0^{\circ}$  та ртуті з температурою  $100^{\circ}$  перша дістає кількість тепла

$$q = m \cdot 3,22, \quad /203/$$

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  $0^{\circ}$ , 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 ЗУЖИТИ, 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°С. воно виносить 0,999%. Як що цю величину приймемо за одиницю теплозабирности, то для питомих теплозабирностей інших тіл дістанемо такі вартости:

РІДКІ ТІЛА

/Температура 18°С./

Назва тіл	С.	Назва тіл	С.
Вода . . . . .	0,999	Терпентинова олія	0,42
Алкоголь . . . . .	0,58	Бензол . . . . .	0,41
Гліцерин . . . . .	0,58	Сірковець /C <sub>2</sub> / . . . . .	0,24
Етер . . . . .	0,56	Ртуть . . . . .	0,0333
Петролеум . . . . .	0,51		

ТВЕРДІ ТІЛА.

Назва тіл	С.	Назва тіл	С.
Магн . . . . .	0,250	Цинк . . . . .	0,091
Глинень . . . . .	0,214	Срібло . . . . .	0,055
Шкло . . . . .	0,190	Цинна . . . . .	0,052
Сірка . . . . .	0,16-0,24	Платина . . . . .	0,032
Сталь . . . . .	0,114	Оливо . . . . .	0,031
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 соняшньої теплової енергії, коштом яких у великій мірі підтримується певна температура земної атмосфери в ті часи, коли Сонце не огріває зовсім /ніччу/, або незначно /в зимку/ 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. Сстання 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 різних 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 забирають до себе більше тепла, а через те при інших відповідних умовах можуть його і

Висновок з усіх тіл складає лише літ (лі), що при 100° має питоме тепло 1,04

більше віддати. Отже як що, скажемо, взяти однакові маси міді, цинку й олива й ogrіти їх до певної температури у все тій же водній ванні, то най-більшу кількість тепла з'акумуляє в собі мідь, меншу - цинка й ще меншу - олива. 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 вгрузє в парафін мідяна кулька /на рисунку вона пройшла через дошку й упала додолу/ менше - цинова кулька, найменше - оливяна.



Рис. 28.

§ 30. З викладеного вище ми бачимо, що питомою теплозабирністю тїл 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 ТЕПЛОЗАБИРНІСТЬ ДЛЯ ДАНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ІНТЕРВАЛУ**. Як

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

$$\frac{q}{t' - t} \quad /105/$$

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  $\Delta q$ . **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 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.

$$q = \int C_t \cdot dt. \quad /107/$$

В таблицях, які містять у собі вартості величини  $C$  для різних сіл, ці вартості здебільшого відповідають певній, означеній температурі і то має, наприклад, місце в таблицях попереднього §; іноді 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 теплозабирність. А для цього необхідно визначити питоме тепло цього тіла. Таким чином знаходження питомих теплозабирностей складає собою основне завдання науки про тепло. До ознайомлення з практичними методами розв'язання цієї проблеми ми рині й переходимо.

Існує три методи знаходження питомих теплозабирностей 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 творять ізольовану термічну систему, приводяться до взаємного контакту. Коли первісні температури їх були  $t$  та  $t'$ , а вислідна температура є  $\vartheta$  /де  $t' > \vartheta > t$  /, то, зазначивши через  $m$  та  $m'$  маси тіл, а через  $c$  та  $c'$  їх питомі теплозабирності, зможемо написати наступне рівняння:

$$mc(\vartheta - t) = m'c'(t' - \vartheta); \quad /108/$$

ліва частина цього виразу визначає ту кількість тепла, яку дістало тіло *A* /менш оґріте/, права частина окреслює ту кількість тепла, що відда-  
ло тіло *B* /більш оґріте/. За тіло *A* звичайно беремо воду /іноді якусь  
іншу течу, питоме тепло якої докладно відоме/ й тоді з рівняння /108/  
знаходимо вираз для величини  $c'$  :

$$c' = c \frac{m}{m'} \frac{\vartheta - t}{t' - \vartheta}; \quad /109/$$

Пристрої, з яких користають при знаходженні теплозабирностей різних  
тіл, називаються КАЛОРИМЕТРАМИ. При переведенні окресленого вище досвіду  
зуживають водяного калориметра, /рис.29/ що складається з металеві поса-

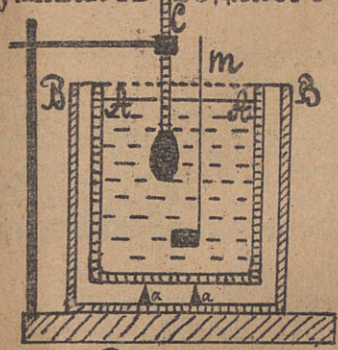


Рис. 29.

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; роллю такого ж ізоляційного чинника відо-  
грає воздушна верства 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 оґрітого в паровій ванні тіла до калориметра  
осягається різними шляхами. В калориметрі РЕНЬО /рис.30/ парова ванна  
знаходиться над камерою *K*, що призначена для вміщення калориметра. В  
першій стадії досвіду, коли йде оґ-  
ріття тіла, калориметр знаходиться  
по-за межами установки, відгороже-  
ний від останньої ширмою з ізоляцій-  
ного матеріалу. В той менш, коли  
оґрівання тіла вважається закінче-  
ним, ширма усувається, калориметр  
швидко пересувається до камери *K*,  
а через відтулину в горішній части-  
ні останньої до калориметру пода-  
ється оґріте тіло.

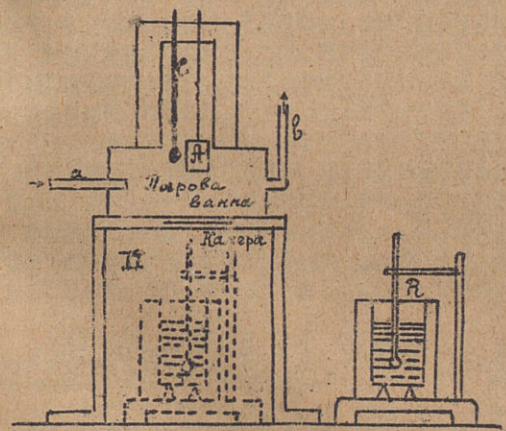


Рис. 30.

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

Введемо такі зазначення:

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

Тоді скажемо, що тіло при охолодженні від температури  $T$  до температури  $\vartheta$  віддало кількість тепла  $m \cdot c \cdot |T - \vartheta|$ ; при огріванні від температури  $t_0$  до температури  $\vartheta$  дістали кількості тепла: вода -  $M \cdot | \vartheta - t_0 |$ , 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:

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

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

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

величина  $M$  дістає назву КАЛОРИМЕТРИЧНОГО ЕКВІВАЛЕНТА.

Вартість калориметричного еквівалента для даного калориметра знаходиться експериментальною дорогою. Для цього переводимо досвід з тілом, питомих 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 випроміннювання 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/ ЛАВУАЗЬСЬ 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 й посудина СС виповнюються товченим льодом. До внутрішньої посудини АА кидається огріте тіло, котим 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  $M$  стопленого льоду може бути визначена.

Якщо масу даного тіла позначимо через  $m$ , його питоме тепло - через  $C$  первісну температуру через  $t$  (кінцевою  $e$   $0^\circ$ ), то цілий калориметричний процес окреслиться наступним рівнянням:

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

звідки знайдемо:

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

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

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

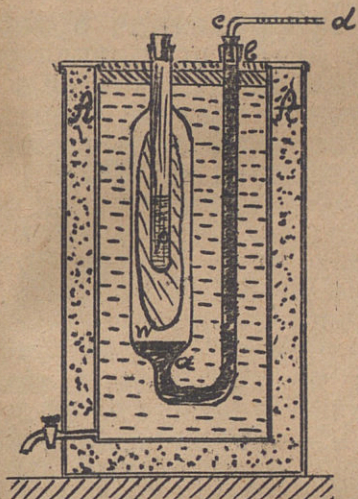


Рис. 32.

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 ртутью. 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  $0^\circ$ . 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 заміщає неї до пробирки наливається вода температури  $0^\circ$ . 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  $cd$  піднесеться до гори, а, відповідно до цього, у волоскуватій трубці  $ab$  пересунеться в лівий бік. Через те, що кількість стопленого льоду перебуває в залежності від тієї кількості тепла, яку віддало тіло, а від маси стопленого 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. Позначимо останню через  $v$ ; кількість тепла позначимо 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 з твердого стану до стану рідкого. Один грам льоду при температурі  $0^\circ C$  має обсяг  $1,09082 \text{ см}^3$ ; 1 грам води при тій же температурі виповнює обсяг  $1,00012 \text{ см}^3$ . Таким чином ПРИ СТОПЛЕННІ ОДНОГО ГРАМУ ЛЬОДУ ОБСЯГ ЙОГО МЕНШАЄ НА  $0,09070 \text{ см}^3$ .

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, позначивши 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 теплозабирности тіл рідких.

§ 34. Вище ми згадали ще про одну калориметричну методу, а саме про МЕТОДУ ОХОЛОДЖЕННЯ. На докладному знайомстві з нею ми зупинятися не будемо, бо це 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, що тіло, ogrіте до певної температури  $t$ , міститься до оточення, температура якого вносить  $\theta$ , 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  $\epsilon$ .

§ 35. Практичний ужиток калориметрів не обмежується виключно знаходженням питомих теплозабирностей рідких 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 ДЮЛЛЯ по визначенню механічного еквіваленту тепла. Там дорогою калориметричних помірів 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.

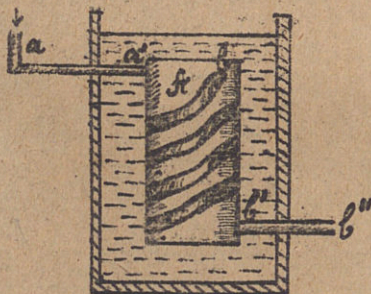


Рис. 33.

Щоби 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 виводна трубка  $bb'$  має бути довгою, а щоби вона могла вміститися в калориметрі її обкручується спіраллю довкола посудини  $A$  / таку спіралісту трубку ми називатимемо СЕРПАНТИНОЮ /.

Більш докладним пристроєм, ніж описаний вище, з'являється КАЛОРИМЕТРИЧНА БОМБА. Уявляє вона собою грубостінну цілком ізольовану металеву посудину, виповнену киснем, стиснутим до 20 й вище атмосфер. Процес горіння викликається помічку 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 КОЕФІЦІЕНТІВ ТЕПЛОТВОРНОЇ ЗДІБНОСТІ РІЗНИХ ОПАЛОВИХ МАТЕРІЯЛІВ / вугілля, нафти і т. инш. /

Тією ж дорогою ФІЗІОЛОГІЯ підходить до визначення кількості тепла, що його випродуковують організми різних тварин. Для цього та або інша тварина садовиться до герметично замкненої клітини, забезпеченої сталім допливом кисеню, 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, переводючи поміри над ПИТОМИМ ТЕПЛОМ РІЗНИХ ХЕМИЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ, прийшли до викриття певного закономірного зв'язку по-між питомими теплозабірностями 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 добуток 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 візняються від числа 6. Отже можемо сказати, що ДОБУТОК ПИТОМОГО ТЕПЛА ТА АТОМНОГО ТЯГАРУ ДЛЯ ВСІХ ХЕМИЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ ТВОРИТЬ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ СТАЛУ, що ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ЧИСЛОМ 6. Це те 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  $1/3$ , кремень  $1/2$  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 елемента 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 ЗУБИТИ, ЩОБИ ГРАМ-АТОМ ДАНОГО ЕЛЕМЕНТУ ОГРІТИ НА  $1^{\circ}C$ . Таку кількість тепла ми назовемо АТОМНИМ ТЕПЛОМ.

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

В грам-атомах різних елементів міститься однакова кількість атомів; це приводить нас до цікавого висновку, бо показує, що для ОГРІТТЯ 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 аби-який 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 ЇЇ - МАЛІЄ. Для з'ясування цього зупинимось на прикладах срібла та олива.

Температура	Атомне тепло	
	$Ag$	$Pe$
- 250 $^{\circ}$	0,60	2,06
- 200 $^{\circ}$	3,96	5,53
- 150 $^{\circ}$	5,17	5,89
- 100 $^{\circ}$	5,65	6,05
- 50 $^{\circ}$	5,86	6,20
0 $^{\circ}$	6,00	6,31

При дуже високих температурах атомне тепло ще помітно зростає да-  
ді. 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/  
і в цьому випадку займають окреме становище. Названі елементи, МАЮТЬ  
ЗАГАДОМ 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 І 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	Ac	t	Ac	t	Ac	t	Ac
- 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 ТЕ-  
ПЛО, для ХЕМИЧНИХ СПОЛУК можна ввести поняття про МОЛЕКУЛЯРНЕ ТЕПЛО. Як  
показав КОПІ /Kopp, 1864/ в багатьох випадках МОЛЕКУЛЯРНА ТЕПЛОЗАБИР-  
РІСТЬ СПОЛУК є РІВНОЮ СУМІ АТОМНИХ ТЕПЛОЗАБИРНОСТЕЙ СКЛАДОВИХ ІХ ЕЛЕ-  
МЕНТІВ.

§ 38. Перейдемо до розгляду питання про знаходження питомих тепло-  
забирностей тіл ГАЗОВИХ. Ми вже бачили, що в теплових процесах газу  
займають виняткове положення й стоять особіно від тіл твердих та рідких.  
Така винятковість теплової природи газів ставиться тим, що ВСІЛЯКА ЗМІ-  
НА В ТЕПЛОВИМУ СТАНІ ЦИХ ТІЛ СПРИЧИНЯЄТЬСЯ НЕ ЛИШЕ ДО ЗМІНИ ЇХНЬОГО ОБ-  
СЯГУ, А ТАКОЖ І ДО ЗМІНИ ЇХНЬОЇ ПРУЖИВОСТІ. Таким чином процес теплово-  
го 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  
/  $p = \text{const}$  /, або ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ. /  $v = \text{const}$  /. При першій умові  
зміна теплового стану газу спричинятиметься лише до змін його обсягу,  
при другій умові вона справлятиме лише зміну його пруживости. Як що ми  
звернемося до ближчого розгляду кожного з цих двох випадків, то маємо  
скавати, що ПРИ ДОДЕРЖАННІ УМОВИ:  $v = \text{const}$  УСЯ ТЕПЛОВА ЕНЕРГІЯ, ЯКУ  
ЛІСТАВ ГАЗ ЗІ ЗОВНІ, ІДЕ НА ЗБІЛЬШЕННЯ ЙОГО ПРУЖИВОСТІ, СЕБ-ТО ПОВНІСТЮ  
ЗУЖИВАЄТЬСЯ НА ПІДНЕСЕННЯ КИНЕТИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ ЙОГО МОЛЕКУЛ. Навпаки при  
ВИКОНАННІ УМОВИ  $p = \text{const}$  ТЕПЛОВА ЕНЕРГІЯ НЕ ПЕРЕХОДИТЬ ПОВНІСТЮ В КИНЕ-  
ТИЧНУ ЕНЕРГІЮ МОЛЕКУЛ, БО ЧАСТИНА ЇЇ ВИТРАЧАЄТЬСЯ НА ПРАЦЮ РОСШИРЕННЯ  
ГАЗУ, СЕБ-ТО ІДЕ НА ПОВОРЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ ПРИ ПРОЦЕСІ ЗРОСТУ  
ОБСЯГУ ГАЗУ.

Отже ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ ЗАТРАЧЕНЕ ТЕПЛО ВИЯВЛЯЄТЬСЯ ПОВНІСТЮ / цим  
виявом є відповідний зріст пруживости газу /; ПРИ СТАЛОМУ ТИСНЕННІ ЗАТРА-  
ЧЕНЕ ТЕПЛО ВИЯВЛЯЄТЬСЯ НЕ В ПОВНІЙ МІРІ, бо частина його обертається в  
механичну 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 РОСШИРУ.  
Як що ми уважно замислимося над останніми нашими висновками, то, просту-  
ючи далі тією ж дорогою абстрактно-логічних міркувань, прийдемо до дуже  
цікавого й важливого висновку що-до теплових властивостей газових тіл.  
Отже, виходячи з основних засад енергетики, маємо *a 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  $\frac{C_p}{C_v}$  МАЄ ВАРТІСТЬ БІЛЬШУ, НІЖ ПИТОМЕ ТЕПЛО ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ  $\frac{C_p}{C_v}$ .

Введемо зазначення:

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

117.1

Тоді для різних газів дістанемо наступні вартості величини  $\kappa$  :

Назва газу	$\kappa$	Назва газу	$\kappa$
Воздух	1,40	Хлор $\text{Cl}_2$	1,32
Кисень $\text{O}_2$	1,40	Чотириокис вуглецю $\text{CO}_2$	1,305
Азот $\text{N}_2$	1,41	Гель $\text{He}$	1,66
Водень $\text{H}_2$	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 pomірів 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 переноситься через калориметр спеціальної конструкції, основною частиною якого в'являється дуже довга спіралева трубка; проходячи через таку металеву серпантину газ віддає все своє тепло металю серпантини, а цей останній воді калориметра.

Зробивши таке зауваження, звернемося до розгляду схеми досвіду РЕНЬО, з якої він користав при знаходженні питомого тепла газів при сталому тисненню.

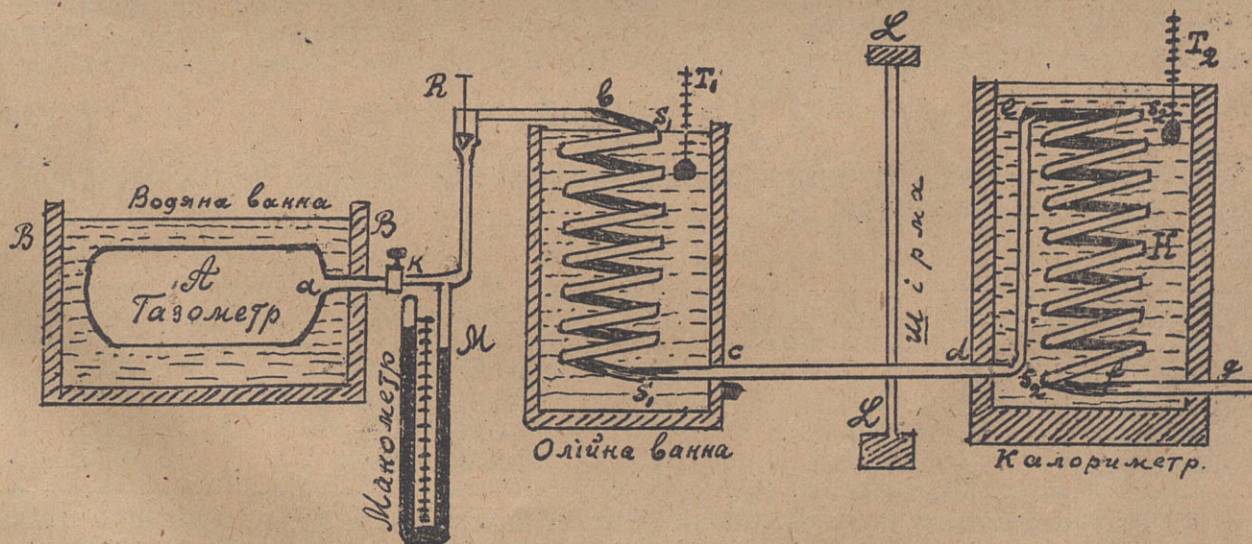


Рис. 34.

§ 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  $s_1 s_1$ , 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  $s_2 s_2$  газ oddає воді калориметру своє тепло й виходить далі геть через трубку  $fa$ . Первісна та остаточна температури води в калориметрі визначаються за помітчу термометра  $T_2$ . Трубка  $ab$  злучена з 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  $LL$ .

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 довелось 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:

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

Такий взір вимагає одначе ще введення певних поправок. Бо перше 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:

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

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 вуглеця ( $CO_2$ )	0,218
Азот ( $N$ )	0,244	Водяна пара	0,480
Хлор ( $Cl$ )	0,121		

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  $0^{\circ}$ . Вважатимемо, що цей газ перебуває під сталим тисненням і таким чином усяка зміна його теплового стану є зв'язана з відповідною зміною обсягу. Надамо нашій газовій масі кількість тепла, рівну  $C_p$ . Вислідом цього буде те, що температура газу піднесеться від  $0^{\circ}$  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  $\Delta v$  виноситься таким чином:

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

Зазначимо через  $q$  **ВКРИТЕ 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 зуживає на свій розшир газу при зміні обсягу на величину  $\Delta v$ , 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 спричинилася 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 й** тоді величина  $q$  виносилася би нуль. Таким чином ми приходимо до висновку, що **ВЕЛИЧИНА  $q$  ВИЗНАЧАЄ СОБОЮ РІЖНИЦЮ 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  $\gamma$  означає собою кількість тепла, що при  $m=1$  в додатком 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 ОХОЛОНУЛА ОДИНИЦЯ МАСИ ГАЗУ ПРИ ЗРОСТІ ЙОГО ОБСЯГУ НА ОДИНИЦЮ**.

Як що безпосередніми досвідними помірами ми знайдемо величину  $\gamma$  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  $\gamma$  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 **ростиск 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

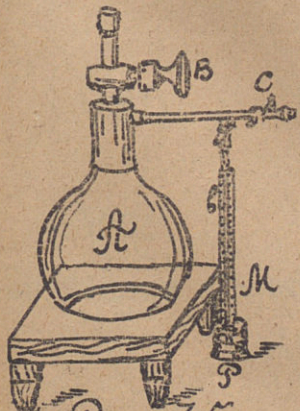


Рис. 35.

барометричного тиснення/. Зазначимо таку зредуковану до ртуті висоту стовпу в манометрі через  $h$ . Як що в мент переведення досвіду барометричне тиснення виносиле  $H$ ; 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  $\Delta v$ ; при цьому ЯКО ВИСЛИД СТИСНЕННЯ ВОЗДУХУ, ПОВСТАНЕ ТЕПЛО, яке збільшить первісну температуру воздуха  $t$  на величину  $\Delta t$ . 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 з'являються вартості температури. Отже до цих моментів ми маємо можливість прикласти закон Бойля; тоді з виразу:  $p_3 v_3 = p_1 v_1$  дістанемо:

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

звідкиля 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:

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

звідкиля дістанемо:

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

звідкиля:

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

З цього взору можемо знайти вираз для  $\Delta t$ : Розкривши 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 взорів /127/ та /131/ маємо таким чином можливість обчислити величини  $\Delta v$  та  $\Delta t$ . Отже зміні обсягу газу  $\Delta v$  відповідає певна зміна температури  $\Delta t$ . Вище ми бачили, що в тому випадку, коли зміна обсягу одиниці маси виносила  $v_0 f$ , зміна температури окреслювалася величиною  $\vartheta$ . На основі цього ми можемо скласти пропорцію:

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

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. розширу/ ми маємо право вважати відомими; величини  $\Delta v$  та  $\Delta t$  знаходяться помічку взорів /127/ та /131/. Отже зі взору /133/ можемо обчислити величину  $\vartheta$ .

А, знайшовши  $\vartheta$ , зі взору  $\frac{c_p}{c_v} = 1 + \vartheta$  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  $\vartheta$ , підставивши для цього у взір /133/ вирази для величин  $\Delta v$  та  $\Delta t$  зі взорів /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  $\kappa$  дістаємо наступний вираз:

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

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

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

Метода Клемана та Дезорма не може вважатися цілком точною. Річ у тому, що при стисненні газу, тепло, що при цьому повстає, переходить по части до стінок посудини, в якій міститься газ, з якої причини піднесення температури самого газу маліє. Цей факт впливає певним чином на висліди 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 ролі двох названих тіл можуть виступати й різні частини все того ж тіла. Таким чином приходимо до наступного висновку: **ЯКЩО ТЕПЛОВИЙ СТАН РІЗНИХ ЧАСТИН ЯКОГОСЬ 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 все тих же умовах рух тепла в матерії відбувається не завше однаково. Його **СКОРІСТЬ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД РОДУ МАТЕРІЇ І ДІЯ КОЖДОГО ФІЗИЧНОГО ТІЛА МАЄ ОКРЕМУ ВЛАСТИВУ ДЛЯ ЦЬОГО ТІЛА ВАРТІСТЬ.** Відповідно до останньої ми називаємо тіла **ДОВРИМИ 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

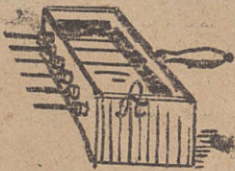


Рис. 36.

з бляхи посудину *A* /рис. 36/, проробимо в ній низку дірок і, заткнувши їх корками, введемо через останні внутрішньої 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 растопленого лишиться незначна його частина, а на шкляному та деревляному — частина дуже значна.

Візьмемо далі дві однакових розмірів плитки *A* та *B* /рис. 37/, одну мідяну, другу — залізну, й 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.

стику плиток. Почнемо після цього ogrівати плитку *C*. Тоді тепло від неї передаватиметься плиткам *A* та *B* й ми побачимо, що кам'яні кульки одна за другою починають спадати до долу. Але цей процес на двох плитках відбувається неоднаково. На плитці мідяній 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 /рис 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 зовнішньому вогню. На цій властивості металевих сіток основана конструкція відомої **ЛАМПИ ДЕВИ** /Даву, англійський фізик/, що вживається як безпечне джерело світла в шахтах та копальнях, де дуже часто бувають присутні в значній кількості різні горючі гази. Лампа Деви /рис. 40/ уявляє собою олійну лампу, горілка якої ото-

чена з усіх боків циліндричною металевою сіткою. Коли у вислід витворен-

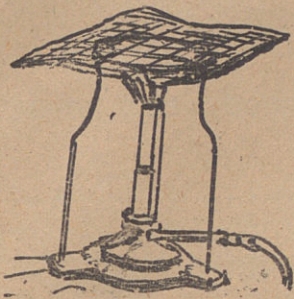


Рис. 38.

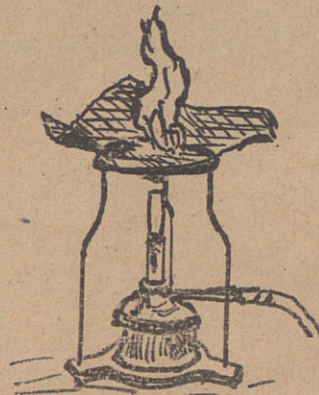
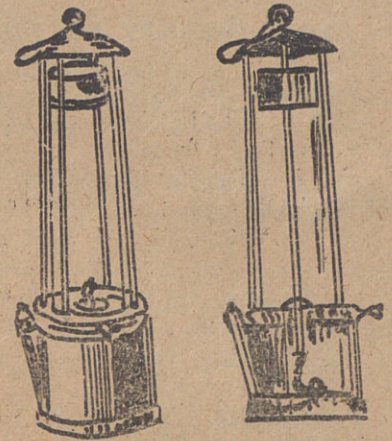


Рис. 39.



ня суміші по між вуглеводанами та киснем воздуха, внутрі лампи повстає 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, водно та воздушно-огрівальних установок виготовляються з добрих провідників - металів; мури будинків та зимовий одяг людини виготовляються навпаки з провідників злих. Останні загалом широко використовується для захисту від зимового холоду /на зиму обставляється хати соломкою, нею ж обв'язуються дерева та труби водотягів й т.инш./

Досвідне дослідження з'явища теплопроводности показує, що КІЛЬКІСТЬ ПЕРЕНЕСЕНОГО 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 тіла. Математично це окреслюється наступним виразом:

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

Тут  $t$  та  $t'$  означають температури,  $l$  - довжину стрижня, над яким переводиться досвід,  $S$  - поле його поперечного перерізу,  $\tau$  - протяг 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 віддалення в один сантиметр. Коефіцієнт  $\kappa$  характеризує внутрішні тепло-

проводні властивості даного тіла; для різних тіл він має різні числові значення. Цей КОЕФІЦІЄНТ В Н У Т Р І Ш Н Ь О Ї Т Е П Л О П Р О В О Д Н О С Т І ми називатимемо далі ПИТОМОЮ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЮ. З'ясуємо внутрішній зміст величини  $\kappa$ . Для цього у виразі /136/ покладемо:  $S=1, \tau=1$

$\frac{t-t'}{l} = 1$ . Тоді дістанемо:  $\kappa = Q$ ; /137/

себ-то ПИТОМА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ОЗНАЧАЄ СОБОЮ ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКА ПРИ ТЕМПЕРАТУРНОМУ СПАДІ В ОДИНЦЮ ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ 1 КВ.СМ. ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕРІЗУ ПРОВІДНИКА В ОДНУ СЕКУНДУ.

Таким чином знаючи температури  $t_1$  та  $t_2$  стінок  $ABCD$  та  $EFGH$  /рис.41/ штаби, її довжину  $l$  та питому тепло-

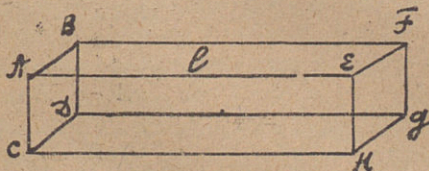


Рис. 41.

проводність  $\kappa$  матеріалу, з якого ця штаба виготовлена, ми маємо можливість, на основі взору /136/ обчислити ту кількість тепла  $Q$ , що пройшло через одну з цих стінок за даний протяг часу  $\tau$ . Навпаки, знаювши безпосереднім поміром величину  $Q$ , з того ж взору /136/ можемо обчислити вартість величини  $\kappa$ , для якої дістаємо вираз:

$$K = \frac{Q}{S \cdot \Delta T}$$

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

МАДА КАДОРТЯ  
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 ( $Al_2O_3$ )	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/, яко тілах анізотропних, ТЕПЛОПРОВОДНІСТЬ В РІЗНИХ НАПРЯМКАХ Є РІЗНОЮ. Ті кристали, що дають з'явити 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 - МІНІМАЛЬНУ 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 перекопатися на прикладі води. Виповнимо водою пробирку і на дно її вмістимо за помічку 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 неростопленим.



Рис. 42.

Як що поверх води, що виповнило посудину  $AA$  /рис. 43/ налляти верству етеру / $CC$ / 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 $4^\circ$	0,0012	Толуол	0,00031
$30^\circ$	0,0015	Терпентинаова олія	0,00026
Метиловий алкоголь	0,00050	Олива	0,00033



Етиловий алкоголь	0,00042	Гліцерин	0,00067
Етиловий етер	0,00030	Бензин	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 рямками вікон, у великій мірі затримує відплив тепла з помешкання; так само добудова до хати сіней, робить хату теплішою. Тим же пояснюється велика термо-ізоляційна здібність порожнявих бетонних цеглин, з яких користає іноді сучасна будівельна техніка. Нижче подається вартості питомих теплопровідностей деяких газових тіл:

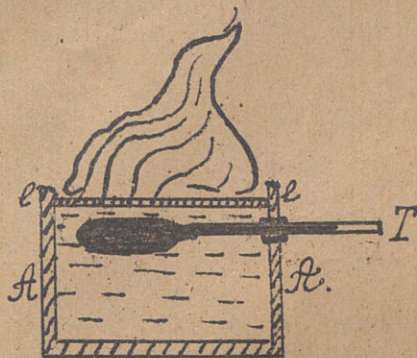


Рис. 43.

Назва тіл	$\kappa$ (0°)
Воздух	0,000.057
Водень (H)	0,000.32
Сірковуглець (CS <sub>2</sub> )	0,000.032
Гель (He)	0,000.034
Чотириокис вуглеця (CO <sub>2</sub> )	0,000.050
Амоняк	0,000.058
Ртутна пара	при 203° 0,000.018.46

В тому що різні гази мають неоднакову теплопровідність можна легко пересвідчитися на досвіді. Перепустимо через залізну спіралю (рис.44), закріплену на прямовісній стійці РР, електричний ток такої сили, щоби спіраль ogrілася до температури червоного гарту. Після цього накриємо згори нашу установку шклянним циліндром АА, 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 теплопровідний газ-водень.



Ширші дослідження над теплопровідністю газів показують, що величина останньої в значних межах НЕ ЗАЛЕЖИТЬ ОД ГУСТОТИ ГАЗІВ.

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

провідними з'являються тіла тверді, значно меншу теплопровідність 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 кожда 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 кожда 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 узяти 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 вдесятеро більше. При таких умовах рух кожної особи буде не до порівнянн 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 ПОЩАСТИТЬ 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 ПОЩАСТИТЬ ПЕРЕТРАНСПОРТУВАТИ ДУЖЕ НЕВЕЛИКУ, ПОРІВНЮЮЧИ ДО ДВОХ ПЕРЕДНІХ 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 мають обмежену волю рухів, подвір'я - образ тіла рідкого, де молекули не звязані вже так міцно по між собою й мають значнішу волю в своїх пересуваннях, нарешті широке поле - образ тіла газового, в якому молекули є не до порівняння вільнішими, бо їх взаємні віддалення є значно більшими ніж у тілах твердих та рідких. Ми затратили значний час на ознайомлення з нашими аналогіями; але на тому маємо зиск, бо ці аналогії дають певний 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 осягає 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 теплопроводности. Для охарактеризування теплового руху ПО-ЗА МЕЖАМИ ТІЛА необхідно ввести нову, иншу величину, яку ми по аналогії назовемо коефіцієнтом зовнішньої теплопроводности. Під КОЕФІЦІЄНТОМ ЗОВНІШНЬОЇ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ даного тіла ми розумітимемо ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКУ ВІДДАЄ /АБО ДІСТАЄ/ ОДИНИЦЯ ПОВЕРХНІ ЦЬОГО ТІЛА ПРОТЯГОМ ОДИНИЦІ ЧАСУ ПРИ РІВНИЦІ ТЕМПЕРАТУР ЦІЄЇ ПОВЕРХНІ ТА ЗОВНІШНЬОГО ОТОЧЕННЯ В ОДИН СТУПІНЬ.

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

а взаємне віддалення поверхней  $AB$  та  $CD$ .

З рівності  $q_1 = q_2 = q$  дістаємо:  $h(\vartheta_1 - t_1) = h(t_2 - \vartheta_2) = \kappa \frac{t_1 - t_2}{e}$ ; | 39 |

знаючи величини  $\vartheta_1, \vartheta_2, l, h$  та  $\kappa$  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.

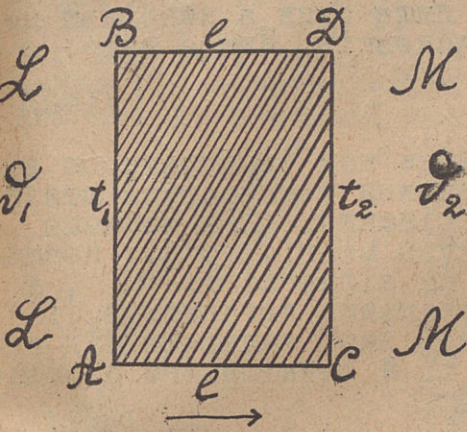


Рис. 45.

§ 46. Зупинимось ще на більш докладному розгляді з'явища внутрішньої теплопроводности. Нехай ми маємо штабу  $LM$  (рис. 46) один з кінців якої  $M$  підпадає ogrіванню й таким чином ПОВИРАЄ тепло, а другий  $L$  охолоджується і таким чином ВІДДАЄ тепло зовнішньому оточенню. Нехай далі температури КРАЙНІХ перерізів штаби  $AA'$  та  $BB'$  є  $t_1$  та  $t_2$  ( $t_1 > t_2$ ). Тоді, на основі з'ясованого вище скажемо, що вартість температури  $t$  певного перерізу  $CC'$  залежатиме від вартостей ОБОХ температур  $t_1$  та  $t_2$ .

А через те, що такі вартості 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 ПОВИРАННЯ ТЕПЛА, ТА ПРОЦЕСОМ ЙОГО ВІДДАЧІ.

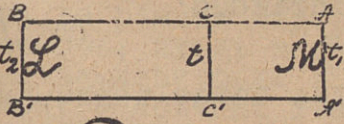


Рис. 46.

На досвіді з двома штабами - мідяною та залізною, - який було розглянуто в § 42, ми бачили що при все тих же умовах досвіду СПАД ТЕМПЕРАТУРИ В РІЗНИХ ТІЛАХ Є НЕОД-

НАКОВИМ і що для перерізів, рівно віддалених од місця ogrівання, температури мають різні вартості. Для заліза такі температури є нижчими, ніж для міді. З метою з'ясування характеру закономірности по якій відбувається розподілення температур у різних тілах, ДЕПРЕ *Despret* / пере- вів наступний досвід: береться де-кілька шілкою ідентичних штаб, виготовлених з відповідних матеріалів. Кожда штаба має правильно розміщені заглибки, однаково віддалені від тих кінців, які піддаються ogrіванню.

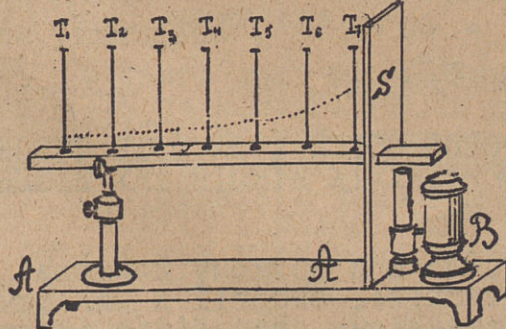


Рис. 47.

Останнє переводиться на стоянку  $A$  помічну горілки  $B$ . Заглибки виповнені ртутью 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, щоби всі штаби мали все-туж зовнішню теплопроводність їх укрито верстовою сажі. Як що ми, вичекавши певний час, аж поки рух тепла не зробиться стаціонарним, відмітимо положення верхків ртутних стовпів у різних термометрах, то побачимо, що всі вони розкладаються на певній кривій лінії.

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

маємо такі криві для срібла, мюсяжу, заліза, бісмуту та шкла.

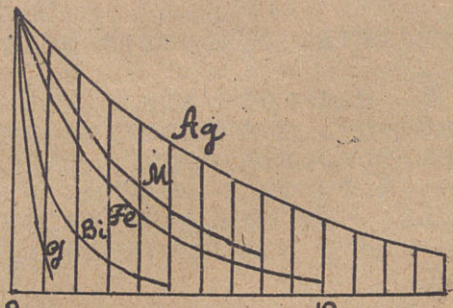


Рис. 48.

§ 47. Свого часу ФУРЬЕ /Jean Joseph 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 коштовних 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:

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

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 ЗРОСТАЮТЬ 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

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

де  $a_1 = \sqrt{\frac{p \cdot h}{s \cdot k_1}}$ ,  $a_2 = \sqrt{\frac{p \cdot h}{s \cdot k_2}}$  /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/

себ-то КОЕФІЦІЄНТИ ВНУТРІШНІХ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЕЙ ДВОХ ШТАБ СТОСУЮТЬСЯ ПО МІЖ СОБОЮ ЯКО КВАДРАТИ ВІДДАЛЕНЬ ОД ОГРІТИХ ЇХ КІНЦІВ ТИХ МІСЦЬ ОБОХ 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 кінетичну 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 трудностей. Зовнішнім його виявом є т.зв. КОНВЕКЦІЯ. З'явище конвекції добре нам відомо з практичного життя. Коли посудину з водою чи иншою течєю по-

ставити на вогонь, то в швидкому вже часі стає помітним жвавий рух у масі течі /цей рух спостерігається з особливою виразністю, коли течя має якусь домішку в формі дуже дрібних твердих тіл. Ми бачимо як домішні верстви течі, густота яких у вислід огріття стала меншою, підносяться до гори, а на їхнє місце проступють верстви горішні, що не встигли ще огрітись, а через те з'являються тяжчими від перших. Такий процес конвекційного руху мас течі триває звесь час; він не припиняється навіть тоді, коли течя огрілася до температури кіпіння, 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 спадають дотолу. Конвекція спостерігається так само і в ГАЗАХ. Піднесемо в похилому положенні до верхньої частини полумени свічки *S* /рис. 49/ скляну, відкриту з обох кінців, трубку *LL*. Тоді побачимо, що полумя вигнеться й кінець його увійде внутрь трубки. Пояснення такому з'явищу знаходимо в факті виникнення внутри трубки *LL*, у вислід огріття воздушних мас, до гірших конвекційних токів. Акцією таких конвекційних токів ставиться "тяга" фабричних димарів. Значна висота останніх має на меті можливе збільшення названої акції.

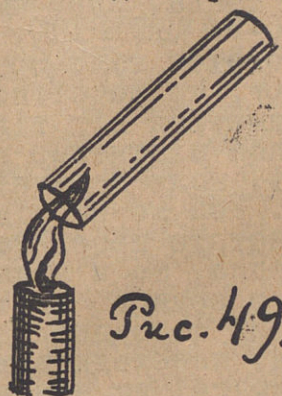


Рис. 49.

Роль шкла в газовій лампі зводиться до зміцнення воздушного конвекційного току до такої сили, при якій полумя забезпечується в належній мірі припливом свіжого воздуха, а з ним і кисню. Брак останнього спричиняється до НЕПОВНОГО згорання гасу, у вислід чого полумя 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 роллю в природі й з'являється не аби-яким кліматичним чинником. З причини незначної теплопровідности 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 водяній оболонці земної кулі повстають сталі конвекційні токи, що дістають назву МОРСЬКИХ ТЕЧІЙ.

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

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

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

В техніці з'явище конвекції використовується не лише при будові димарів. Як на один з прикладів важливого його застосовання 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 поміж 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 огріванням останньої, стоять на першому плані й відіграють основну роллю 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 ріжних частин течі, що звесь час пересуваються одна на місце другої. Таким чинном поміж конвекцією та нормальною теплопровідністю істнує істотна різниця. В цьому можна легко переконатися й на досвіді. Як що воду в посудині ми огріватимемо ЗГОРИ, то цей процес огріття цілої маси води йтиме дуже повільно, бо передача тепла від горішніх верств води до верств

долішніх відбуватиметься ЛИНЕ ЧЕРЕЗ ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ /що у течей є незначною/. Коли ж почнемо грівати воду ЗДОЛИНИ, то процес піде жвавим темпом й вода в недовгому часі закипить; такий ефект ставитиметься конвекцією, у вислід якої всередині 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 сталому звязку останнього з матерією. У випадку теплопровідності матерія з'являлася безпосередньою ареною теплового руху, тим оточенням, у якому відбувається останній. У випадку конвекції матерія виконує до того ще й роллю активного переносника тепла. Але, як показує досвід, ПЕРЕНЕСЕННЯ ТЕПЛА МОЖЕ ВІДБУВАТИСЯ Й ПО-ЗА МАТЕРІЄЮ, БЕЗ ЖАДНОЇ УЧАСТІ ОСТАННЬОЇ В ПРОЦЕСІ ПЕРЕНОСУ. Як що огріте тіло А

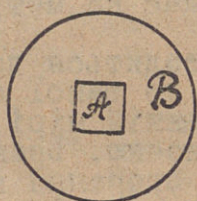


Рис. 50.

умістимо всередині герметично-закритого балону В /рис.50/, то до стінок 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 величезні космічні простори, де, як нам відомо, матерія є відсутна. Отже приходимо до того цікавого й важливого висновку, що ТЕПЛО МОЖЕ ПЕРЕДАВАТИСЯ Й ЧЕРЕЗ ПОРОЖНІЧУ. Таку форму передачі ми й називатимемо ПРОМІНЮВАННЯМ. Досвід показує, що ця форма передачі тепла є найвигіднішою, бо при відсутності матерії, що поглинає тепло, останнє під час свого поширення не губиться й не розпорюється. Отже бачимо, що тепло може прибирати форму ПРОМЕНИСТОЇ ЕНЕРГІЇ. Остання по всіх своїх властивостях, з'єкрема 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 теплового проміння є тою же що й скорість проміння світляного. Для порожнечі вона вносить 300000 км/сек. Таким чином ПРОМЕНИСТЕ ТЕПЛО МИ МАЄМО РОЗГЛЯДАТИ, ЯК ОДИН З ВИДІВ ХВИЛЯСТОГО РУХУ ТІєї ГИПОТЕТИЧНОЇ УНІВЕРСАЛЬНОЇ СУБСТАНЦІЇ, ЯКУ МИ УМОВИЛИСЯ НАЗИВАТИ СВІТОВИМ ЕТЕРОМ.

Отже бачимо, що по-віж випромінюваннями світляними та тепловими існує скорше різниця кількісна, ніж різниця якісна. В правдивості такого твердження можемо переконалися на цілій низці досвідів. Поставивши, наприклад, на значному віддаленні /2-3 метри/ одно від другого двоє угнутих металевих дзеркал і вмістивши до фокусу /F<sub>1</sub>/ одного з них жаровню з вугіллям /рис.51/, зможемо запалити сірника, вмістивши його до фокусу другого дзеркала. Цією дорогою перевіряємо закони ВІДБИТТЯ ТЕПЛОВИХ ПРОМІНІВ. Не трудно перевірити також і закони їхнього ЛАМАННЯ. Виготовивши велику сечку з льоду за її поміччю зможемо зібрати до однієї точки тепле проміння від якогось джерела тепла; вмістивши до названої точки кавалек льоду, за де-який час помітимо, що лід починає рестоплюватися.



Рис. 51.

х/ В правдивості цього переконуємося на прикладі жарових електричних ламп, які при праці огріваються, не дивлячуся на те, що воздух всередині їх розтіснуто 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 поглиблюється матерією. Як і світло, різні тіла поглиблюють променисте тепло не однаково. Тіла, через які теплове проміння переходить без значного поглиблення, мають назву тіл ДІАТЕРМИЧНИХ; тіла, що теплове проміння поглиблюють у значній мірі, мають назву тіл АТЕРМИЧНИХ. Тіла ПРОЗОРИ, себ-то такі, які вільно пропускають світляні промінні, іноді можуть бути АТЕРМИЧНИМИ, себ-то не пропускають зовсім або зле пропускають промінні теплові; прикладом того може служити ГАЛУН, 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 доходять як оптичні так і теплові сонячні промінні. Можуть бути і такі тіла, які з'являються оптично-непрозорими і в той же час пропускають теплове проміння. Таким непрозорим і одночасово атермичним тілом з'являється РОСЧИН ІОДУ /2/ В СІРКОВІ /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 шкло 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 всі дрібні проміння лише ПЕВНОЇ, ОЗНАЧЕНОЇ ДОВЖИНИ ХВИЛІ. Подібне до цього має місце і для промінів теплових. В останньому випадку окреслене вище з'явище дістає назву ТЕРМОКРОСИ. 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 хвиль 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 тепла 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 своїм поширенні промениста енергія слідує тим же законам, яким підпадає світло, себ-то розходиться 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 назовемо ПОГЛИБЛЕННЯМ, або АБСОРБЦІЄЮ.

§ 51. Встановивши повну ідентичність внутрішньої природи проміювань теплого та світляного, ми можемо поширити на перше з них 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'явищ оптичних /част. II, § 51/. Отже під НАПРУЖЕННЯМ ТЕПЛОВОГО ПРОМІНЮВАННЯ МИ РОЗУМІТИММО ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ, ЯКУ ОДИНИЦЯ ПОВЕРХНІ ДАНОГО ДЖЕРЕЛА ТЕПЛА ВИПРОМІНЬОВУЄ В ПРЯМОВОМУ ДО НЕЇ НАПРЯМКУ НА ВІДДАЛЕННЯ В ОДИНИЦЮ.

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

Якщо напруження променистої енергії позначимо через  $r$ , то тіла 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  $Q = r \cdot S$ .

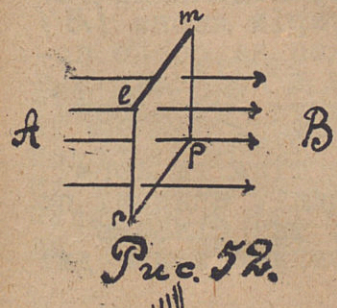


Рис. 52.

Як ще випромінювання відбуватиметься в напрямку, відмінному від нормального, що в останнім справляє певний кут  $\alpha$  /рис. 53 / то кількість променистої енергії відповідно маліа й стає рівною  $Q_\alpha$  де

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

Величина  $Q_\alpha$  окреслює собою СИЛУ ВИПРОМІНЮВАННЯ В НАПРЯМКУ, ЩО ВИЗНАЧЕНИЙ КУТОМ  $\alpha$ . Як ще віддалення винеситиме не 1 см., а  $z$  см., то величина  $Q_\alpha$  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 ВІДВОРІТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО КВАДРАТУ ВІДДАЛЕННЯ.

Як ще на дорозі поширення теплових промінів, прямою до напрямку цього поширення, ми поставимо площинку,

поле якої винеситиме не 1 кв.см., а  $S'$  кв.см., то кількість променистої енергії що припаде на названу площинку, винеситиме

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

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

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

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

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

звідкиля:

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

себ-то СИЛИ ВИПРОМІНЮВАНЬ СТОСУЮТЬСЯ ПО МІЖ СОБОЮ ВІДВОРІТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНО ДО КВАДРАТІВ ВІДДАЛЕНЬ.

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

§ 52. Кількість тепла, яку огріте тіло випромінює до зовнішнього оточення, В ЗНАЧНІЙ МІРІ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ВИГЛЯДУ ПОВЕРХНІ ТІЛА, при чому в цьому випадку відіграє ролю 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 черні та з шерсткою, матовою поверхнею абсорбують тепло значне інтенсивніш, а ніж тіла ясні з гладенькою, глянцевою поверхнею. В цьому легко перекопатися різними способами на досвіді. Найкраще взяти для того дифференціальний газовий термоскоп /рис. 54/, один з резервуарів якого /В/ вкрито версткою 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.

ТЕРМОЕМІСНИНА ЗДІВНІСТЬ будь-якого тіла та його ТЕРМОАБСОРБІВНА ЗДІВНІСТЬ як побачимо далі, звязані між собою, і чим більшою /меншою/ є одна, тим більшою /меншою/ з'являється і друга. Як ще виповнимо водою дві

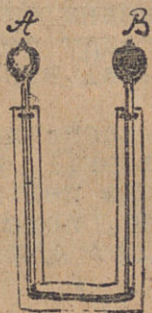


Рис. 54.



однакові шклянні пробирки й одну з них лишимо в звичайному стані, а поверхню другої вкриваємо сажою, то при все тих же умовах друга пробирка з одного боку швидко охоловатиметься ніж перша, а з другого боку швидко і остудуватиметься. Фізичне значення зміщення абсорбції теплових промінів при покритті поверхні того або иншого тіла сажою, використовується на практиці при побудові різних пристроїв. Згадаймо тут між иншим про дуже вдалий демонстраційний пристрій, яким є Круксів РАДІОМЕТР. Уявляє він собою /рис.55/ шклянну посудину з розвідженим до значного степеня

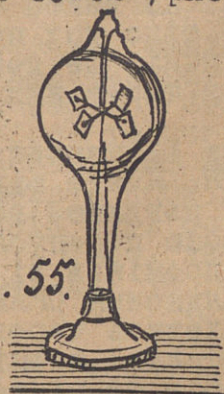


Рис. 55.

воздухом, у якій міститься легенький млинок; дуснякові крильця останнього з одного боку є глянцеvitими, з другого вкриті сажою. Як що помістити такий пристрій поблизу якогось джерела тепла /наблизити до лампи або поставити на сонце/, то млинок приходить у рух, таким чином, що вкриті сажою 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; кафлі грубок, призначених до опалення помешкань вкриваються пеливою, що надає їхній поверхні рівний, глянцеvitий вигляд; стінки калориметрів етшли-

фовуються.

§ 53. До поміру сили випромінювання різних теплових джерел служать особливі пристрої, які достають загальну назву АКТИНОМЕТРІВ. Простішим із них є ПІРГЕЛІОМЕТР ПУТЬЄ /*Pouillet*/, що служить до поміру сили сонячного промінювання. Уявляє він собою /рис.56/ циліндричну срібну посудину *A*, виповнену водою; стінку посудини, що звернена до сонця, вкрита верствою сажі. За помічу відповідного пристосовання вісь пристрою встановлюється в напрямку соняшних промінів, так що останні на вкриті сажою стінку посудини *A* спадають нормально. Степень охолодження води в посудині *A* визначається термометром, резервуар якого міститься всередині названої посудини.

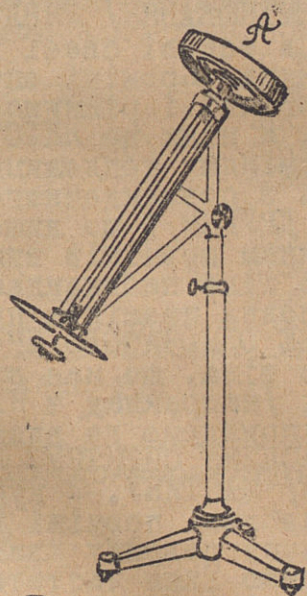


Рис. 56.

§ 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 здібує на дорозі свого поширення поверхню якогось тіла, то від останньої зоне в більший чи менший мірі - в залежності від її характеру - відбивається. При чому як що поверхня є нерівною, шерсткою, то відбиті проміні мають нееднакові напрямки /див.рис.88 частини II-ої/, що, як і у випадку світла (світляна дифузія) спричиняється до розпершення енергії. Відбиття бідь яких промінів не може відбутися без страти енергії. Отже НАПРУЖЕННЯ  $\gamma'$  ПРОМІНІВ ВІДБИТИХ ЗАВЖДИ БУДЕ МЕНШИМ ОД НАПРУЖЕННЯ  $\gamma$  ПРОМІНІВ ПЕРВІСНИХ.

Стасунок  $\frac{\gamma'}{\gamma} = v$  ми назовемо ВІДБИВАЛЬНОЮ ЗДІБНІСТЮ даного тіла.

Відбивальну здібність якогось тіла ми визначимо, як що поміряємо помічу актинометра напруження промінів первісних та промінів відбитих. Од поверхні цілком гладенької проміні відбиваються в одному-єдиному напрямку і розпершення теплової енергії місця немає; в тому ж випадку коли поверхня є нерівною і шерсткою, певна частина променистої енергії підпадає ГОСІВАННЯ, вислідом чого є відповідне зменшення сили відбитих про-

мінів. Отже можемо сказати, що в загальному випадку, при зустрічі змутка промінів з якимсь матеріальним тілом частина промінів од поверхні тіла ВІДБИВАЄТЬСЯ, друга частина після відбиття РОЗСІВАЄТЬСЯ і третя - ПОГЛИ- НЮЄТЬСЯ /АБСОРБУЄТЬСЯ/ масою тіла і нарешті четверта ПЕРЕХОДИТЬ ЧЕРЕЗ ТІЛО. Такий перехід не завше 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 повста- 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 оґрівтя цього тіла при пере- ході через нього згаданого проміння. Навпаки тіла діатермичні, що досить вільно перепускають теплові проміні, при переході останніх через них оґ- риваються незначно.

В процесі перепускавання тілами променистої енергії та її поглинен- ня ОСНОВНУ РОЛЮ ВІДОГРАЄ ДОВЖИНА ХВИЛІ ДАНОГО ПРОМІНЮВАННЯ. Кожде тіло перепускає проміні з певними, означеними довжинами хвиль і поглинає всі інші. Як що ми візьмемо наприклад шкло, то побачимо, що воно перепускає теплові проміні 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 оґріває внутрі їх землю та воздух. Теплові проміні, які висилають останні, мають уже ЗНАЧНО ДОВШІ хвилі, а через те ці нові трансформовані проміні 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  $v$  діс- танемо величини  $z$ ,  $p$  та  $a$ , які ми відповідно назовемо здібностями даного тіла: РОЗСІВАЛЬНОЮ, ПЕРЕПУСКАЛЬНОЮ та АБСОРБЦІЙНОЮ.

§ 55. Цілий попередній виклад дозволив нам підійти до зрозуміння того факту, що СВІТЛО И ТЕПЛО /В ФОРМІ ТЕПЛОВОГО ПРОМІНЮВАННЯ/ УЯВЛЯЮТЬ СОБОЮ ДВІ СПОРІДНЕНІ ФОРМИ ПРОМЕНИСТОЇ ЕНЕРГІЇ, які в основі своєї внут- рішньої фізичної природи з'являються цілком ідентичними. Проміні оптич- ні та проміні 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. Уже навіть з повсякденного життя ми знаємо, що завше ОДНІ ПРОМІНІ 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 проміні оптичні. Далі тіло ВИСИЛАЄ ВІСЬ ОДНОЧАСОВО ПРОМІ- НІ ОБОХ КАТЕГОРІЙ. І як що спорудити призму з такого тіла, що має здіб- ність перепускати проміні як оптичні, так і теплові, /наприклад з КАМ'Я- 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 проміні в порівнянні до промінів звичайних оптичних, мають значну довжину хвилі /від 760 до 70000 мкр./; 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  $v$ ,  $z$ ,  $p$  та  $a$  означають відповідно відбивальну, розсі- вальну, перепускальну та абсорбційну здібности даного тіла. Тоді, як що напруження первісного проміння зазначимо через  $J$ , вирази  $vJ$ ,  $zJ$ ,  $pJ$  та  $aJ$  окреслять собою кількості енергії: відбитої, розсіяної, перепущеної та поглиненої. Виходючи з засади збереження енергії маємо написати

$$vJ + zJ + pJ + aJ = J \quad /151/$$

або  $v + z + \rho + \alpha = 1$

/152/

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

Як що тіло є НЕПРОЗОРИМ для даних промінів і має добре ВИШІФОВА-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 здібности. Металі загалом, особливо срібло, мають велику відбивальну здібність /через що і вживаються для виготовлення дзеркал/ і через те поглинають променисту енергію в незначній мірі. МАКСИМАЛЬНОЮ АБСОРБЦІЙНОЮ ЗДІБНОСТЮ ВОЛОДИЄ С А Ж А / $\alpha = 0,98$ /, остання зовсім не відбиває проміння / $v = 0$ / і його не перепускає / $\rho = 0$ /, а лише в незначній мірі розсіває / $z = 0,02$ /.

Тіло, яке абсорбує все проміння, що на нього спадає, соб-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. Де має місце 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 матеріялу /рис.57/. Промінь, що через відтулину  $O$  потрапляє внутр'ю 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.

Як що ми обчислюватимемо абсорбційну здібність різних тіл для теплових промінів, що висилає вкритий сажою предмет, оґрітий до температури  $100^{\circ}C$ ., то дістанемо наступну таблицю:

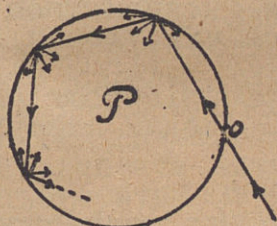


Рис. 57.

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
Вапно	0,75	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, одначе найвиразніше збільшення напруження помічається для промінів з короткими хвилями. Згідно закону ВІНА /Wien/ ДОВЖИНА ХВИЛІ МАКСИМУМА ВИПРОМІНЬОВАННЯ Є ВІДВО-РОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ТІЛА. На процес зиси-

дання тілом поменистої енергії впливає проте не одна лише температура. Відіграють тут роль й інші чинники, а саме: 1/ **ВНУТРІШНЯ ФІЗИЧНА ПРИРОДА** даного тіла та 2/ **ВИГЛЯД ЙОГО ПОВЕРХНІ**. Таким чином при всіх тих же температурних умовах **ЕМІСІЙНА ЗДІБНІСТЬ** /себ-то кількість теплової енергії, що випромінюється одиницею поверхні/ **РІЗНИ** ТІЛ Є **РІЗНОЮ**. В цьому можна без труднощів пересвідчитися на досвіді. До посудини **A**

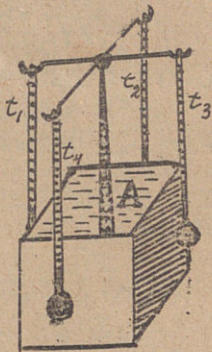


Рис. 58.

рис. 58/ бачні 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 відполірована, друга звичайна, третя матова, четверта - вкрита сажею. Дією цього можемо переконатися, що **НАЙМЕНШУ ЕМІСІЙНУ ЗДІБНІСТЬ** має **ПОВЕРХНЯ** **ПОЛІРОВАНА**, **НАЙБІЛЬШУ** - **ВКРИТА САЖЕЮ**. Спираючись на ці досвідні дані й простуючи далі шляхом логічних міркувань, ми неunikаємо приходимо до висновку, що **МАКСИМАЛЬНОЮ ЕМІСІЙНОЮ ЗДІБНІСТЮ** володіє **АБСОЛЮТНО-ЧОРНЕ ТІЛО**. Для експериментального ствердження цього факту **ЛЮМЕР** /Lummer/ та **ПРИНГШТЕЙМ** /Pringsheim/ сконструювали пристрій, схема якого подає на рис. 59. Металева посудина **PP** з подвійними стінками виповнена

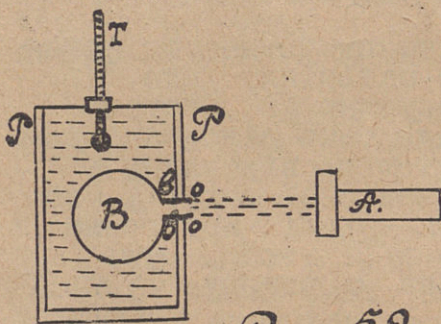


Рис. 59.

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 абсолютно-чорного тіла. Вмук теплових промінів що виходить з неї приймається актинометром **A** за поміччю якого й вимірюється напруження промінювання.

Висліді помірів емісійної здібності різних тіл при температурі  $100^{\circ}\text{C}$  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	0,39	Мідь	0,023
Вално	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 ПРОМЕНИСТЕ ТЕПЛО В ТІЙ МІРІ, В ЯКІЙ САМО ВОНО ПРИ ТІЙ ЖЕ ТЕМПЕРАТУРІ ЙОГО ВИСЛАЄ**. Це є т зв. **ЗАКОН КИРХГОФА**. Зі змістом його ми вже ознайомилися при дослідженні з'явши оптичних. Там ми мали, що для всякої довжини хвилі /для кожної барви/ емісійна здібність є різною здібності абсорбційній; те саме маємо і в даному разі. **АБСОРВІЙНА ЗДІБНІСТЬ ТІЛА ПРИ ДАНІЙ ТЕМПЕРАТУРІ Є РІВНА ЙОГО ЕМІСІЙНІЙ ЗДІБНОСТІ ПРИ ТІЙ ЖЕ ТЕМПЕРАТУРІ**.

Емісійна здібність **абсолютно-чорного тіла** для абсолютної температури **T** і довжини хвилі  $\lambda$  зазначається символом  $E_{\lambda T}$ . Як же еміси-

ну та абсорбційну здібности даного тіла зазначим через  $\epsilon$  та  $\alpha$ , то Кирхгофів закон математично може бути окресленим у такій формі:

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

/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  $2000^{\circ}$  до  $6000^{\circ}\text{C}$ . / для абсолютно чорного тіла. Тут позема вісь відповідає ДОВЖИНАМ ХВИЛЬ /  $\lambda$  /, вісь прямиовісна - 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 поземю вісь в останньому випадку буде меншим.

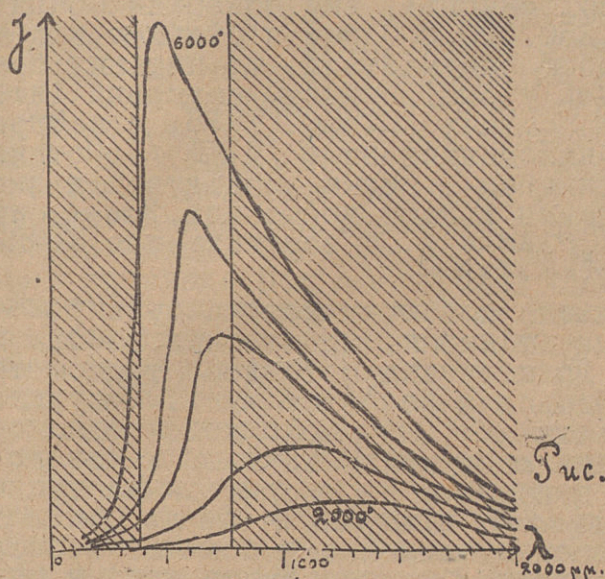


Рис. 60.

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 показу-

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 левій мірі наближення. Як що різниця 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 / Ньютонів закон охолодження /. Таким чином, тіло охолоджується тим швидче 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 теплопроводности 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. Стже приходимо 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 вибатовані дзеркала. Як що на поверхні такого дзеркала залишимо 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 роспеченні його висилає значні кількості тепла, але майже не світить. Найбільш яскраві приклади подають спектри; наприклад содове /  $\text{Na}$  / полум'я, що поглинає проміння з довжиною хвилі  $\lambda = 589 \mu\text{m}$ , це єдине проміння лише і висил-

лає.

§ 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 сконструйовала свого часу інші пристрої, значно вільше досконалі. З поміж них належить згадати про АКТІНОМЕТР ВІОЛЯ / *Vielle* /, а особливо про КОМПЕ-САЦІЙНИЙ ПИРГЕЛІОМЕТР АНГШТРЕМА / *Knut Angström* /.

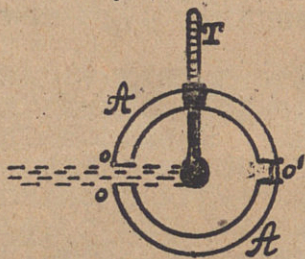


Рис. 61.

Віолів актинометр уявляє собою кулясту посудину *AA* /рис. 61/ з подвійними стінками, просторіннь по-між якими виповнено водою. До посудини вставлено термометр *T*, резервуар якого міститься в осередку кулі. Посудина *AA* має дві відтулини *o* та *o'*, що знаходяться одна супроти другої; відтулина *o'* закрита плиткою матового шкла. Маніпуляція з пристроєм переводиться наступним чином: обертаємо кулю *AA* відтулиною *o* до Сонця і надаємо їй таке положення, при якому соняшні промінні, пройшовши через відтулину *o*, простують далі в напрямку луча кулі й проходять через осередок останньої; щоб осягнути цього користуємо з матового шкла відтулини *o'*, на яке проєктується тїнь резервуару термометра.

Піддавши останній на протязі певного часу діянню соняшних проміннів, закриваємо ширмою відтулину *o* 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 Анштремового пиргеліометра складають дві вузькі й тонкі металеві плити, в яких кожда з одного боку вкрита верствою сажі. Одна плітка виставляється на соняшне проміння, друга від нього захищається ширмою. Ця плітка 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, користуємо з термоелемента та гальванометра / термоелемент приводиться в контакт з незакопченою стороною плитки /; 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 плітка дістала від Сонця, є рівною тій кількості тепла, яку в другій плитці витворив електричний ток. Отже помірявши останню, знайдемо й першу. Велика перевага цієї схеми пере іншими полягає в тому, що обидві плити мають ВСЕ ТУ ж ТЕМПЕРАТУРУ, а через те пільковито 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 <sup>мал. калор.</sup> <sub>хвилини</sub>. 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 стояти 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 НР. 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 НР.; атмосферні процеси - вітри, бурі і т.инш. забирають біля 100.000.000 НР., Ніагарський водопад містить у собі 20.000.000 НР. ЦІЛА КІЛЬКІСТЬ ЕНЕРГІЇ, ЯКУ СОНЦЕ ВИПРОМІНЬОВУЄ В ОДНУ СЕКУНДУ МОЖЕ БУТИ ВИЗНАЧЕНА ЦИФРОЮ В 800.000 ТРИЛІОНІВ НР.

§ 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°С.

Як не значною є маса Сонця і як не високою з'являється температура його, запаси сонячної теплової енергії не можуть вважатися необмеженими, тим більше, що, як то ми допіру з'ясували, наше центральне світило з 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 повстає натуральне запитання: коштом чого саме поповнює Сонце страчені ним через тягло 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 лікарь РОБЕРТ МАЙЕР /*R. Mayer* 1814-1878/ висловив свого часу думку, що запаси сонячної 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 незвичним, бо лише за 4000 років позірний промір Сонця збільшився б на 0,1"; таким чином назване збільшення людства з його засобами до спостережень 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 обороту; 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 уважає, що компенсація витрат сонячної енергії відбувається через СТИСКУВАННЯ САМОГО СОНЦЯ. Такий процес стискування повстає яко вислід охолодження Сонця і звязаного з цим 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 соняшне 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 з'являється характерною ознакою життя, ставиться виключно акцією нашого центрального світила. Раптове згаснення Сонця спричинилося би до такого ж раптово припинення всіх метеорологічних та кліматичних процесів і протягом найкоротшого часу обернуло би величній океан земного життя в страшну пустелю темряви й 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 таке ж, як і воно, розпечене тіло, але у вислід незначности своєї маси /маса Землі ви-

носить ----- маси Сонця/ швидко порівнюючи охолело й відкрилося знач-  
332.000

ної товщини твердою оболонкою. Одначе, охолонувши на периферіях, Земля зберігла до цього часу високий тепловий стан своїх внутрішніх мас, начу демонстрацію якого ми маємо у вулканічних вибухах; за те ж промовляє й існування горячих джерел. Ближче 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 ГРАДІЕНТУ.

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, хемічної може кінець-кінцем нами розглядатися яко джерело енергії теплової. Таким джерелом тепла можуть наприклад уважатися два елементи, зв'язані по-між собою хемічним зв'язком. При сполученні їх в одне складне хемічне тіло відбувається процес виділення вільної хемічної енергії й переходу останньої в тепло. Радиоактивні тіла, що висилають з себе різні промінювання матеріальної, електричної та електро-магнітної природи, дають тепловий ефект виключної сили /величина останнього ставиться тою значною шкорошю /а через те й значною кінетичною енергією/, якою володіють матеріальні часточки  $\alpha$ -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 довелось би спалити 110 кілогр. вугілля. Отже бачимо, що внаутрі атомів різних хемічних елементів скондеювано величезні запаси енергії, що при певних умовах /у тілах радиоактивних/ 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 ХЕМІЧНИЙ характер /різні хемічні реакції, що відбуваються у вислід температурних змін елементів та сполук/, зупинимось на ближчому ознайомленні зі впливом тепла на ФІЗИЧНУ природу різних тіл. Такий вплив має своїм виявом ЗМІНУ СТАНУ СКУПНОСТІ матерії. Отже в послідуочому викладі ми маємо розглянути умови, при яких відбуваються різні форми таких змін, а саме переходи тіл: з твердого стану до стану рідкого /ТОПЛЕННЯ/, з рідкого до твердого /ТУШАННЯ, 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. Иноді 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 ХЕМІЧНИХ. При даних умовах стан кожного росчину залежить від його теплового стану: зрост температури викликає послідуочий перехід твердого тіла в росчин /РОСЧИНЕННЯ тіла/, зниження температури спричиняється навпаки до виділення твердого тіла з росчину /КРИСТАЛІЗАЦІЯ/. До з'ясування залежності всіх означених вище процесів од теплового стану тіл ми й маємо нині звернутися.

§ 64. Для більшости твердих тіл значне огріття 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 одначе тіла можуть піддаватися топленню; де-які з них уявляють собою складні хемічні сполучення, які ще до осуягнення



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

Існують також тіла, яких не щастить рости 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 хвилино, а для свого довершення потребує певний, більший чи менший час. На протязі цього часу тіло одночасово існуюватиме в двох станах - твердому та рідкому. Такі два стани ми в даному випадку називатимемо ФАЗАМИ. Досвід покаже, що в тому разі, коли тіло з'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 висліди досвіду з'інтерпретувати графічно, прийнявши за координатні осі ВІСЬ ЧАСІВ та ВІСЬ ТЕМПЕРАТУР /рис. 62/, то ми дістанемо

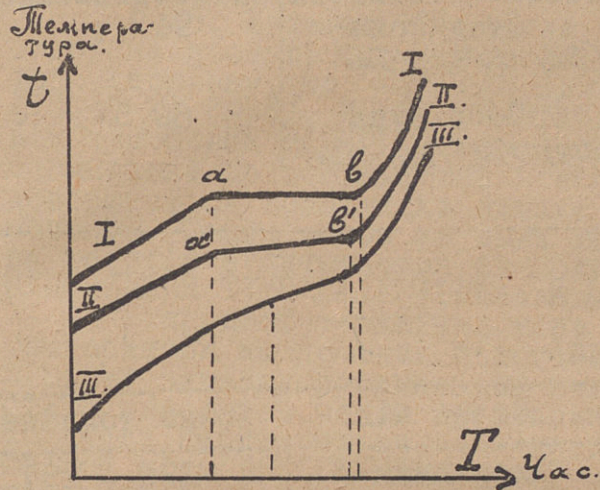


Рис. 62.

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 температуру.

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 спостерігатиметься більше або менше ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ. Цьому випадку відповідає крива II нашого рисунку, де відтинок її  $a'b'$  вже не має напрямку, рівнобіжного з віссю 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 з'являються одночасово й ТОЧКАМИ ТУЖАВІННЯ.

ТАБЛИЦЯ I.  
/Хемичні 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 {	II 19,29	Мідь (Cu)	1084,0
	ромбичн. (S)		
Іод (I)	II 12,8 II 3,0	Кремен (Si)	1404-1458

x/ 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) <span style="font-size: 2em;">}</span> лите	1200
		куте	1600
Дина (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

Т А Б Л И Ц Я ІІ.  
/Стопи/

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

Т А Б Л И Ц Я ІІІ.  
/Рікні тіла/

Назва тіл	Точка топлення	Назва тіл	Точка топлення
Етиловий етер	- 117,6	Хлор. цинк	290 - 297
Сірковець (CS <sub>2</sub> )	- 112,0	Хлор. потас (KCl)	790
Сірководень	- 85,0	Хлор. сод. (NaCl)	820
Хролоформ	- 70,0	Шкло	800 - 1400
Алкоголь /абсол./	- 112,3		
Терпентинова олія	- 10		
Бензол	5,5		
Парафін	50 - 70		
Віск	60 - 65		

Т А Б Л И Ц Я ІV.  
/Гази/

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

З цих таблиць ми бачимо, що для одних тіл /скроплені газу/ 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 хемічного 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 суміши 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 неунікаємо 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 зужиткується 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, яко вислід повернення тіла до первісного твердого стану, та зовнішня енергія, яка була свого часу зужита 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 ЗАЗНАЄ 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. Вводючи до вжитку цей термін ми під УКРИТИМ ТЕПЛОМ ТОПЛЕННЯ даного тіла розумітимемо ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА, ЯКУ НЕОБХІДНО ЗУЖИТИ, 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 теплу 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 калоріях.

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

§ 66. Помір укритого тепла топлення 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 питома тепло в твердому стані,  $c'$  - в стані рідкому,  $\mathcal{P}$  - укрите тепло топлення,  $\vartheta$  - первісну температуру тіла,  $T$  - температуру топлення. Тоді кількість тепла, яку стратив калориметр, визначиться виразом  $M(t_0 - t)$ , а кількість тепла, яку віддало тіло, визначиться виразом:  $mc(T - \vartheta) + ms + mc'(t - T)$ . Отже калориметричне рівняння напишеться так:

$$M(t_0 - t) + \mathcal{P} = mc(T - \vartheta) + ms + mc'(t - T). \quad |156|$$

де  $\mathcal{P}$  є поправка на різні страти тепла калориметром.

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

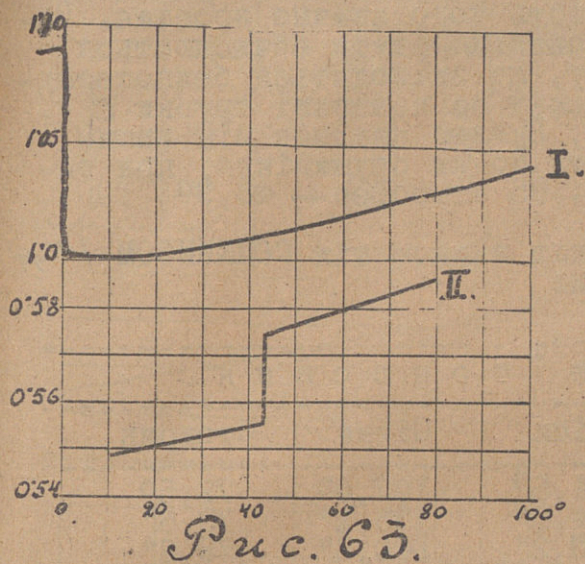
В природі ми здібуємо приклади переохолодження течей: в тумані та хмарах вона нерідко знаходиться в переохоложеному стані й коли водяні краплини вітер наганяє зі значною силою на якісь предмети, вони у вислід ударів починають замерзати.

§ 68. Як при топленні тіл, так і при тужавинні їхній обсяг змінюється або змінюється. Як загальне правило ПРИ ТОПЛЕННІ ТІЛА ЗБІЛЬШУЮТЬ СВОЙ ОБСЯГ; однак 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 іншим: ВОДА, ЧАВУН, БІСМУТ та АНТИМОН (56). 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 найзручніше користатися 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 ФОСФОРУ. У першому випадку тверда фаза має більший питоми обсяг ніж фаза рідка й через те крива при топленні знижується, в

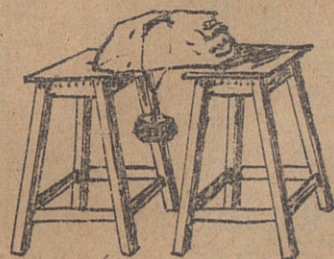
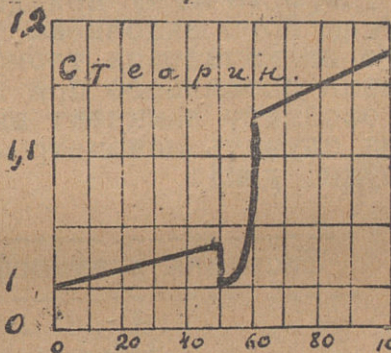
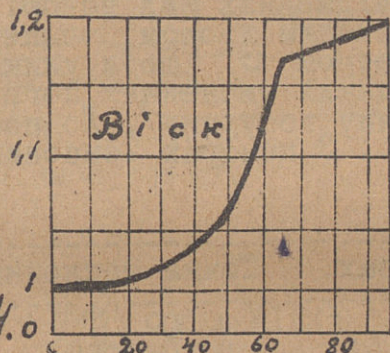
х/Ця властивість чавуна використовується в техніці; при відливанні з нього різних предметів, чавун у вислід розширення при застиганні, заходить до найменших щілин к і досконало виповнює всю форму.

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 ogrивання, ДОРОГОЮ ОДНОГО ЛИШЕ МЕХАНІЧНОГО /ВСЕБІЧНОГО/ СТИСНЕННЯ. До такого висновку приводить нас досвід з ЛЬОДОМ. Перекинувши через кавалок льоду дріт і прив'язавши до останнього значний груз, /рис.66/ побачимо, що за деякий час дріт, ростоплюючи під собою лід, перейде через увесь кавалок; останній при цьому не розривається 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 ростопить; коли ж стиснення припинити - вода замерзне й таким чином первісна маса снігу перейде



влад. /Ці досвіди пояснюють нам між иншим механізм руху глетчерів: у випадок значного тиску одних льодових мас на другі останні починають ростоплюватися 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 СВОЙ ОБСЯГ, ЗРІСТ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ СПРАВЛЯЄ ЗНИЖЕННЯ ТОЧКИ ТОПЛЕННЯ; В ТІЛАХ ЖЕ, ЯКІ ПРИ ТОПЛЕННІ ЗБІЛЬШУЮТЬ СВОЙ ОБСЯГ, ЗРІСТ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ ВИКЛИКАЄ ПІДНЕСЕННЯ ТОЧКИ ТОПЛЕННЯ.

До зрозуміння наведених правил можна підійти дорогою найелементарніших міркувань: якщо при певній зміні стану скупности обсяг тіла МАЛІЄ, то зріст зовнішнього тиснення такій зміні СПРИЯТИМЕ; якщо ж навпаки обсяг тіла ЗРОСТАЄ, то збільшення зовнішнього тиснення названій зміні перешкодатиме.

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 скляну трубку /рис.67/, залатовану з обох кінців. Коліно С в нижній своїй частині має розширення В. Останню, рівним чином як і ту частину трубки, що лучить обидва коліна, виповнено ртутью. Поверх останньої в коліні А міститься тіло К, що підпадає топленню, в трубці В - воздух. Тіла нижня частина пристрою міститься до гарячої ванни, температура якої є остіль-

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 відліком по шкалі, нанесеній на поверхні трубки *C*. Користаючи з описаної методи, Бунвен 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:

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"
192	80,2"	80,2"	140,5"	79,2"



Рис. 67.

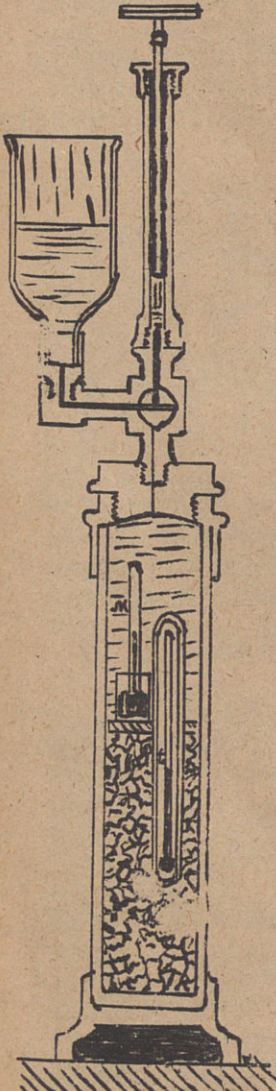


Рис. 68.

На рис. 68 показано пристрій, з якого користав В. ТОМСОН /W. Thomson/ при дослідженнях над водою. Нижня частина його виповнена товченим льодом, температура якого визначається термометром *T* /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:

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 послідуочого охолодження тіла, то кожного разу діставатимемо криву одного з типів показаних на рис. 70.

Тип I характеризує ідеальний випадок. Точка *B* відповідає температурі топлення  $\theta$ , до досягнення якої тіло знаходиться в твердому стані. Лінія *BC*, рівнобіжна до осі часів, відповідає СТАЛІЙ температурі топлення; отже в межах фігури *BBC* існуватимуть одночасово дві фази - тверда та рідка; при послідуочому огріванні температура тіла підноситься й цьому процесу відповідатиме лінія *cd*; в межах фігури *Ccd*

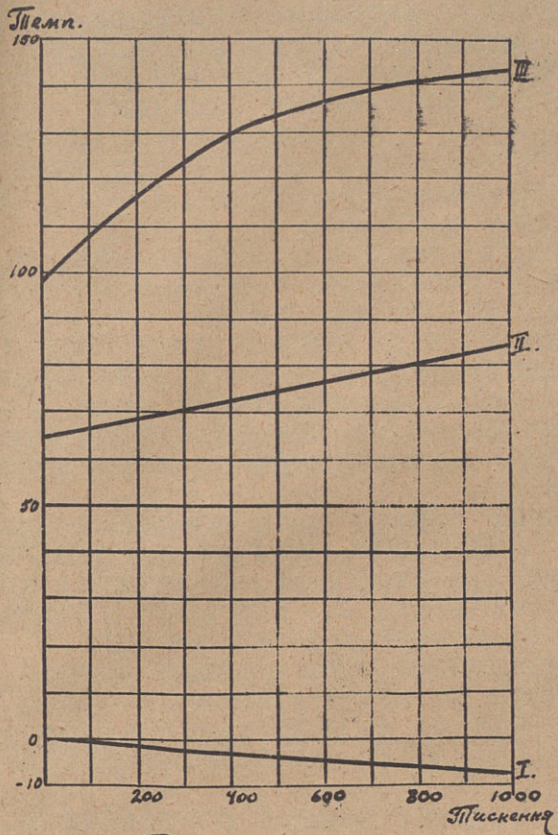


Рис. 69.

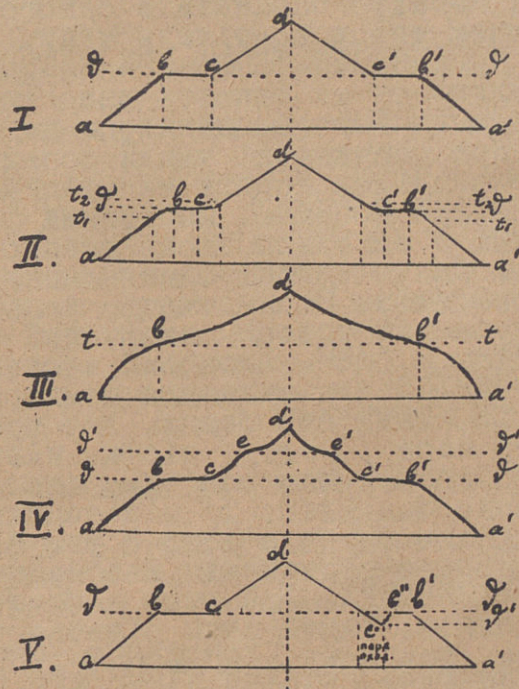


Рис. 70.

існуватиме лише одна РІДКА фаза. При охолодженні тіла дістасмо криву  $d'e'b'a'$ , цілком симетрійну 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  $\vartheta'$  відповідають лише незначні відтинки кривої  $bc$  та  $b'e'$ .

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

Криві таких типів дають усі тіла, що при ogrиванні помітно м'якшають, з'окрема різні СМОЛИ та ТУКИ.

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 симетрійними. Звертаючись до типу V ми здібуємося з кривими АСИМЕТРИЙНИМИ.

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

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

Такий перехід може також відбуватися дорогою РОСЧИНЕННЯ твердого тіла в тій або иншій течі. 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 піддержання його температури на висоті точки топлення.

При розчиненні такий доплив зовнішньої енергії місця не має, а через те вислідом поглинення тепла молекулами розчиненого тіла в ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ РОСЧИНУ. Про такий факт можна було би вже казати *α priori*, виходячи з основних засад енергетики, й на досвіді шукати лише його ствердження. Для з'ясування положення можна провести безліч експериментів. Розпустивши, наприклад, в довільній кількості води *NaCl* так, щоб він утворив насичений розчин, ми матимемо зниження температури води біля  $2\ 1/2^{\circ}$ . Амоніакий азотат  $1\ NH_4NO_3$ , розпущений у воді в стосунку 60:100 дає зниження температури в  $30^{\circ}$ .

Та кількість тепла, яку при розчиненні даного тіла поглинає одиниця його маси /1 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. Дій стан є станом рівноваги по між розчиненим тілом та розчинником. Такий стан рівноваги порушується зі зміною температури розчинника, при чому ПІДНЕСЕННЯ /ЗНИЖЕННЯ/ ТЕМПЕРАТУРИ СПРАВЛЯЄ Й ПІДНЕСЕННЯ /ЗНИЖЕННЯ/ СТУПІНЯ НАСИЧЕННЯ РОСЧИНУ.

Для окреслення ступіня концентрації розчину можемо користати з різних величин, а саме:

1. ПРОСТЕ СПІВВІДНОШЕННЯ МАС РОСЧИНЕНОГО ТІЛА ТА РОСЧИННИКУ. Наприклад: 225 гр. соли розпущено в 100 гр. воді; тоді маємо  $\frac{22,5}{100} = 4,4$ .

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

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 молів, 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 РОСЧИННОСТЮ цього тіла. Як ми вище зазначили РОСЧИННОСТЬ ЗРОСТАЄ З ТЕМПЕРАТУРОЮ. Коли досягнуто такої температури, при якій розчинність вносить 100%, - тіло розчиняється В ДОВІЛЬНИХ ПРОПОРЦІЯХ.

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

x/ Існують тіла, які при розчиненні не забирають, 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.



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

§ 71. Нам відомо, що охолодження НАСИЧЕНОГО розчину справляє КРИСТАЛІЗАЦІЮ, себ-то виділення з розчину 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 ЗАГАДОМ Н И Ж Ч О Ю ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ЗАМЕРЗАННЯ РОСЧИННИКА. Таким чином бачимо, що ПРИСУТНІСТЬ У ТЕЧІ РОСЧИНЕНОГО В НИЙ 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; послідує 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 з розчину 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 кількостному відношенні з водного розчину *NaCl* кристалів льоду та *NaCl*. Гютри зробив припущення, що продукт такого виділення уявляє собою особливого роду хемичне сполучення, яке він і назвав криогідратом. Близьке дослідження показало однак, що кількості криогідратових складників не витворюють собою співвідношення, що перебувало би в залежності від їхніх молекулярних тягарів.

Усе, сказане про водяні розчини, поширюється і на розчини НЕВОДЯНИ, 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°. При відповідному збільшенні концентрації соляного розчину можна досягнути температури аж -21,3°, що таким чином з'являється евтектичною точкою для названого розчину. Евтектична концентрація його є 22,4%. Послідує зріст концентрації спричиняється вже до піднесення точки замерзання розчину.

Отже з цілого попереднього викладу бачимо, що ХОЧА ЗРІСТ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОСЧИНУ СПРАВЛЯЄ ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ЙОГО ЗАМЕРЗАННЯ, Н А Й-Н И Ж Ч О У 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* зазначимо 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 вносить 18,3/.

Зазначимо 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  $\tau$  зниження температури замерзання даного розчину. Тоді з пропорції:

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

дістанемо:

$$e = \frac{N\tau}{100n}; \quad /158/$$

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

$$\tau = F \frac{100n}{NM}; \quad /159/$$

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

$$\tau = F\gamma; \quad /160/$$

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 /150/ 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 розчиннику 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 теча/.

Зі взору /157/ слідує другий взір:

$$M = \frac{F}{e}; \quad /162/$$

що складає основу т.зв. КРИОСКОПІЧНОЇ 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 взору /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 кухною 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 /-22°/. Як у цьому, так і в кожному иншому випадку степеень 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 /-51°/ 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, щоби та або інша молекула була в стані побороти притягання всіх інших молекул течі, вона повинна володіти певним мінімумом кінетичної 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 зміцнює. Отже 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 теча. Вже *a priori*, виходячи з теоретичних міркувань кінетичної 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 ВІЛЬШОЮ ЕНЕРГІЄЮ ЧИМ ВИЩОЮ Є ТЕМПЕРАТУРА ТЕЧІ І ЧИМ МЕНШИМ Є ЗОВНІШНЄ ТИСНЕННЯ.

Температуру течі не можна однаке підвищувати безмежно. Для кожного заданого тиснення існує певна максимальна температура, вище якої теча огріта бути не може. Ця температура 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 ПОСТІДУЮЧИЙ ДОПЛИВ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ ПОВНІСТЮ ВИТРАЧАЄТЬСЯ НА ПРОЦЕС ПАРОВАННЯ, СЕБ-ТО В ЦІЛОМУ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В КІНЕТИЧНУ 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. Отже УКРИТИМ ТЕПЛОМ ПАРОВАННЯ ДАНОЇ ТЕЧІ МИ ВВАЖАТИМЕМО ТУ ЙОГО КІЛЬКІСТЬ, ЯКУ НЕОБХІДНО ЗУМІТИ, ЩОБИ ОДИНИЦЮ МАСИ ЦЬОЇ ТЕЧІ ОВЕРНУТИ В ПАРУ ПІЄЇ 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 чотирикис 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	" гель (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 двін воздушної помпи й випомпувавши в належній мірі воздух, побачимо, що з води 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.

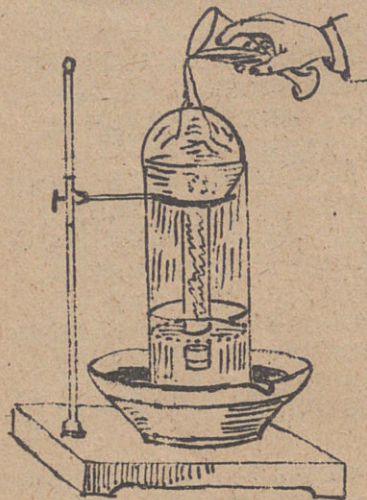


Рис. 71.

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

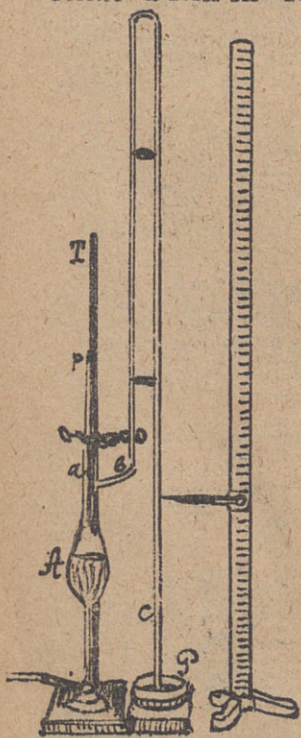


Рис. 72.

Більш досконалою, ніж попередня установка, є УСТАНОВКА РЕНЬО; схема її показана на рис. 73. Реторта *K*, у якій кипятиться вода, має дві відтулини, герметично замкнені корками *к* та *z* через перший з них перепущено термометр *T*, через другий трубку *ab*, остання переходить у резервуар *A*, який трубкою *cd* сполучається з розтискальною помпою, а трубкою *z* зі ртутним манометром *M*. Трубка *ab* оточена ширшою трубкою *K*, 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 осягати різних вартостей тиснення. Відраховуючи останні по манометру й спостерігаючи одночасово показання термометру можемо скласти відповідну таблицю.

Поміри, переведені такою дорогою, дають наступні висліди:

Т а б л и ц я I.

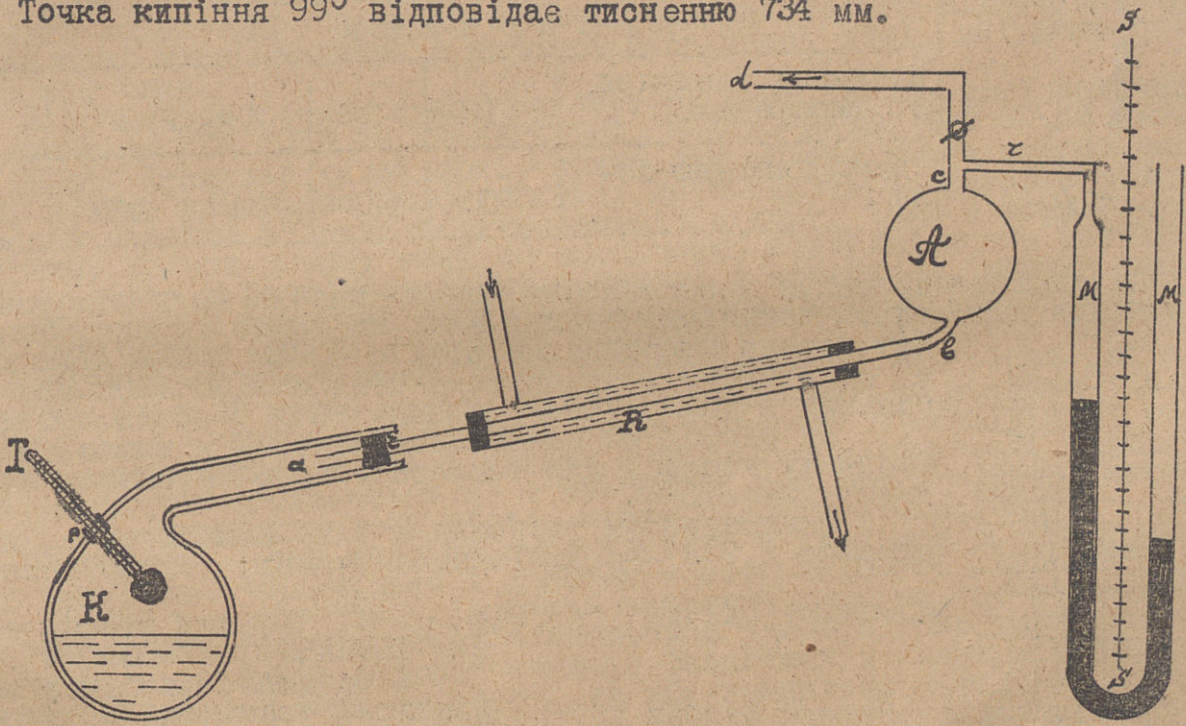
Величина тиснення в мм. ртутного стовпу.	760	526	355	233,1	149	92,5	55	32	17,4	4,58
Точка кипіння води	100°	90	80	70	60	50	40	30	20	0°

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 поверхню 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 оснований т. зв. ГИПСОМЕТРИЧНА МЕТОДА знаходження висоти піднесення над поверхню моря. Для того щоби користати з названої методи необхідно знати вартість ГИПСОМЕТРИЧНОГО ГРАДІЕНТА, 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 користав з пристрою, 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 спостереження дають наступні висліди:

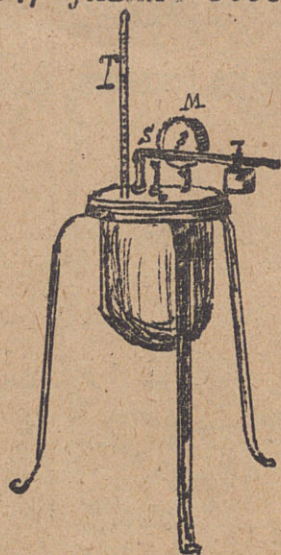


Рис. 74.

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.

Тут позема координатна вісь є ВІСЬЮ ТЕМПЕРАТУР /від 0° до + 200°C/, прямию 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 мірилі, для температурного інтервалу від -10° до +40°C.

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

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

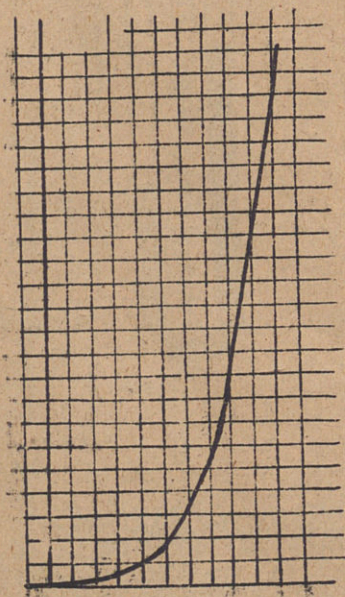


Рис. 75.

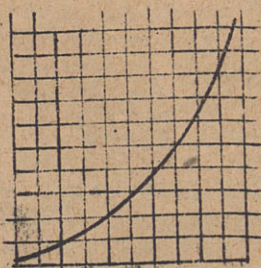


Рис. 76.

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

Хача 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 ПОСЛІДУЄ ЗБІЛЬШЕННЯ ТИСНЕННЯ ВЖЕ НЕ ВИКЛИКАЄ ПІДНЕСЕННЯ ТОЧКИ КИПІННЯ. Названа температура називається КРИТИЧНОЮ. 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 огрітою до температури, вищої від точки кипіння. Такі умови повстають тоді, коли з течі усунено по можливості повністю розчинений у ній воздух, /для цього теча значний час піддержується при температурі кипіння/. Воздушні баньки сприяють витворенню внутрі течі пари, яка увіходить в ці баньки, і разом з ними простує до поверхні течі; через те попереднє виділення воздуха з води чи іншої течі, уможливає її огріття вище точки кипіння. Таке з'явище має назву ПЕРЕГРІТТЯ течей. При послідуєчому огріванню 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 ОГРІТОГО ДО ТЕМПЕРАТУРИ, ЗНАЧНО ВИЩОЇ ВІД ТОЧКИ КИПІННЯ ДАНОЇ ТЕЧІ. Краплини такої течі, прибравши сферичну або еліпсоїдальну форму, якийсь час жваво пересувається по з'аданій поверхні в різних напрямках й 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 й витворює тонку верству пари, яка натуральною ширмою відгороджує решту течі від огрітої поверхні; сама ця парова верства у вислід незначности своєї маси, несе в собі незначну кількість тепла й через те не в стані хутко огріту 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 огрівається до температури кипіння й відразу переходить у пару. Описаний стан течі дістає назву СТАНУ СФЕРОЇДАЛЬНОГО.

Раптовний, дуже швидкий перехід течі в пару при сферіодальному її стані іноді може заховувати в собі елементи СЕРІОЗНОЇ НЕБЕЗПЕКИ, якій 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 й інших установок. Конкретно трапляється так, що особа, на яку покладено догляд за казаном, забуває своєчасно напустити до нього води й казан огрівається де-який час порожнім. При цьому стінки його розпикаються звичайно до дуже високої температури. Коли недогляд виявляється, виновник поспішає скорше його виправити й пускає до казана воду в можливо більшій кількості. Така велика маса води, діткнувшись стінок казана, переходить у сферіодальний стан, розбивається на дрібні краплини й нарешті раптово переходить у пару. Вислідом цього є величезний зріст тиснення, що й спричиняється до вибуху.

Як що взяти течу, точка кипіння якої лежить нижче  $0^{\circ}$ , наприклад СІРКОВИЙ АНГІДРИД / $SO_2$ / що кипить при  $-10^{\circ}$ , і наляти її до сильно розпеченої /платинової/ посудини, то теча, прийшовши в сферіодальний стан, не буде огріватися й 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 й 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 покриваються ніж при хвилимовому дотику до розгартваного 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'явищах метеорологічних; його ж удало використовується 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 з них, зможемо визначити й друге. Для переведення поміру тепла конденсації служить пристрій, показаний на рис. 77.

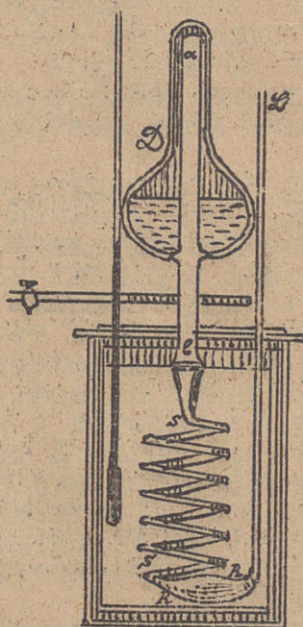


Рис. 77.

Теча, що підпадає дослідженню, наливається до посудини D, в якій вона ogrівається помічу газовой горілки B, яка має форму кільця. Пара з посудини D по трубці ab протіє до серпантини S, яка міститься всередині водяного калориметру K. Нижній кінець серпантини має розширення R, що служить до збирання течі, що повстає у вислід конденсації пари при проходженні її через серпантину. Частина пристрою RL може бути відділена від інших частин установки; зважуючи названу частину перед початком досвіду й після його закінчення маємо можливість знайти масу m сконденсованої пари. Як що через v зазначимо точку кипіння даної течі, через t<sub>0</sub> первісну температуру калориметра й через t температуру остаточну, через z укрите тепло паровання, через c - питоме тепло течі й через M водяний еквівалент калориметра, то цілий процес теплового обміну окреслиться виразом:

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

з цього виразу й знайдемо величину z.

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 потребується 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 z 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 <sub>10</sub> H <sub>16</sub> )	70,0	кисень (O)	50,9



Назва тіл	Укрите тепло паровання	Назва тіл	Укрите тепло паров.
Нафта	75	Рідкий водень (H)	110
Сірковень (CS <sub>2</sub> )	85	"	"
Етер (C <sub>2</sub> H <sub>10</sub> O)	90	чотириокис вуглеця (CO <sub>2</sub> )	142
Алкоголь (C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> O)	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 з'являється **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 застужується; теж саме має місце коли спітнула людина опиниться на сильному вітрі. На Україні під час літніх польових робіт селяне переходять воду в "черепастих" глеках. Дірчасті 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 пару. Отже як що інтенсивність нормального процесу паровання штучно збільшити, то відповідно до цього зросте й холодильний ефект. Продуваючи наприклад за поміччю трубки воздух через етер можемо легко досягнути температур нижчих од 0°. Процес паровання можна змінити ще й иншим способом, а саме дорогою **ЗНИЖЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ**.

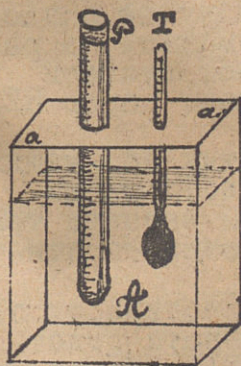


Рис. 78.

Умістимо під дзвін воздушної помпи /рис. 78/ шклянну посудину *A*, до якої налято води й через покрішку 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 Барре й инш./.

§ 80. Ми знаємо, що однією з основних примет 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 виповнені ртуттю барометричні трубки А, В та С /рис. 79/



і до двох останніх із них введемо за помічу довгої загнutoї трубочки невеличкі порції яких небудь течей; до першої /В/ наприклад ВОДИ, а до другої /С/ - ЕТЕРУ. Названі течі, яко лекші 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.

Рис. 79.

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 ТЕЧЄЮ ТА ПАРЄЮ 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 ГУСТОТЮ.

Як що ту або иншу з трубок В та С ми почнемо підносити до гори обсяг, занятий парєю, зростатиме й густота її через те малитиме. У вислід цього окреслений вище стан рівноваги по між течєю та парєю буде порушено й, простуючи до його відновлення, теча 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 ЗАВШЕ МАЄ ПЕВНУ, ТОЧНО ОЗНАЧЕНУ ПРУЖИВІСТЬ.

Підносячи трубку все більше й більше до гори ми можемо зрештою 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 парєю 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 ВЛЯ НИХ ТІЛ /закону БОІЛЯ, ШАРЛЯ, ГЕЙ-ЛЮСАКА І Т.ІНШ./; ЦИМ ЗАКОНОМ ВОНА ЗАДОВОЛЬНЯЄ ТИМ КРАЩЕ, ЧИМ ВИЩОЮ Є ЇЇ ТЕМПЕРАТУРА. ПАРА НАСИЧЕНА ОСНОВНИМ ЗАКОНОМ ГАЗОВИХ ТІЛ НЕ ПІДПАДАЄ І ЇЇ ПРУЖИВІСТЬ ТА ГУСТОТА ВІД ОБСЯГУ ПАРИ НЕ ЗАЛЕЖИТЬ; ВОНИ ЗАЛЕЖАТЬ ЛИШЕ ВІД ПРИРОДИ ТЕЧІ ТА ВІД ТЕМПЕРАТУРИ.

Для знаходження залежності пруживости насиченої пари від температури може служити пристрій, схема якого подана на рис. 80. До розширеної частини відкритого коліна А барометричної трубки В поверх ртуті наливається даної течі. Остання ogrивається до температури кипіння; коли пара течі витиснить з трубки А воздух, названа трубка залютовується й контакт її зі зовнішнім оточенням таким чином усовується. 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°, дiставатимемо тиснення, вищі від нормального.

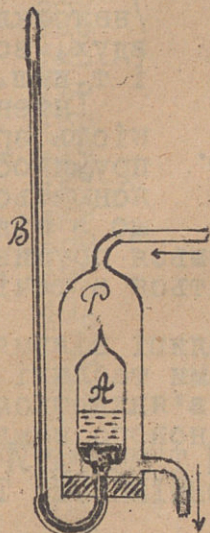


Рис. 80.

Для переведення помірив 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 холодною сумішю; температура останньої міряється термометром.

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

Температура	Пруживість насиченої пари					
	В О Д А	Алкоголь	Сірковець (CS <sub>2</sub> )	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 CO<sub>2</sub> пруживість при  $t = 20^\circ$  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 названих кривих, ми маємо РІДКУ фазу, або складну фазу ТЕЧА-ГАЗ, для точок, що лежать НАПРАВО від кривих, маємо фазу ГАЗОВУ /перегріту пару/.

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

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

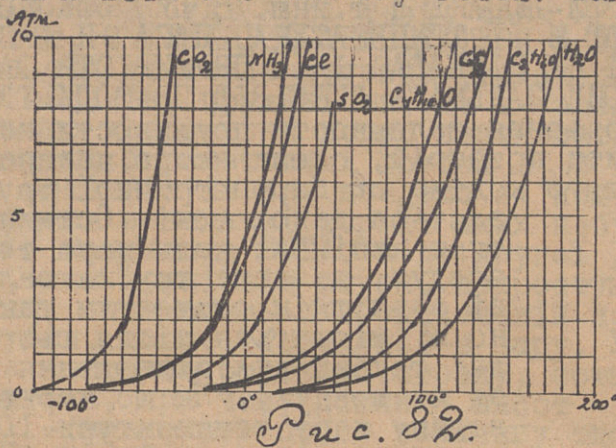


Рис. 82.

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.

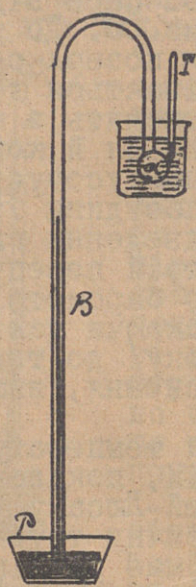


Рис. 81.

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 КИПИТЬ ПРИ ТІЙ ТЕМПЕРАТУРІ, 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 допіру твердження має велику практичну вартість. Воно дозволяє дорогою поміру пруживостей насиченої пари тієї або іншої течі при різних зовнішніх тисненнях знаходити 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 /Regnault/ і перевірені та доповнені в нові часи іншими дослідувачами.

ТАБЛИЦЯ І.

ПРУЖИВІСТЬ НАСИЧЕНОЇ ВОДЯНОЇ ПАРИ

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

Температура	Пруживість	Температура	Пруживість	Температура	Пруживість
град.	мм.	град.	мм.	град.	мм.
30°	0,280	4°	6,101	18°	15,480
25°	0,469	5°	6,543	19°	16,481
20°	0,770	6°	7,014	20°	17,539
15°	1,1237	7°	7,514	21°	18,655
10°	1,5947	8°	8,046	22°	19,832
5°	2,2009	9°	8,610	23°	21,074
4°	2,277	10°	9,210	24°	22,383
3°	2,366	11°	9,845	25°	23,763
2°	2,459	12°	10,519	26°	25,217
1°	2,557	13°	11,233	27°	26,747
0°	2,660	14°	11,989	28°	28,358
1°	2,768	15°	12,790	29°	30,052
2°	2,881	16°	13,637	30°	31,834
3°	3,000	17°	14,533	31°	33,706

Температура Пруживість Температура Пруживість Температура Пруживість

Температура °C	Пруживість мм.	Температура °C	Пруживість мм.	Температура °C	Пруживість мм.
32 <sup>0</sup>	35,674	66 <sup>0</sup>	196,2	100 <sup>0</sup>	760,0
33 <sup>0</sup>	37,741	67 <sup>0</sup>	205,1	105 <sup>0</sup>	906,1
34 <sup>0</sup>	39,911	68 <sup>0</sup>	214,3	110 <sup>0</sup>	1074,5
35 <sup>0</sup>	42,188	69 <sup>0</sup>	223,9	115 <sup>0</sup>	1268
36 <sup>0</sup>	44,58	70 <sup>0</sup>	233,8	120 <sup>0</sup>	1489
37 <sup>0</sup>	47,08	71 <sup>0</sup>	244,1	125 <sup>0</sup>	1740
38 <sup>0</sup>	49,71	72 <sup>0</sup>	254,8	130 <sup>0</sup>	2026
39 <sup>0</sup>	52,46	73 <sup>0</sup>	265,9	135 <sup>0</sup>	2347
40 <sup>0</sup>	55,34	74 <sup>0</sup>	277,4	140 <sup>0</sup>	2709
41 <sup>0</sup>	58,36	75 <sup>0</sup>	289,3	145 <sup>0</sup>	3115
42 <sup>0</sup>	61,52	76 <sup>0</sup>	301,6	150 <sup>0</sup>	3569
43 <sup>0</sup>	64,82	77 <sup>0</sup>	314,4	155 <sup>0</sup>	4073
44 <sup>0</sup>	68,28	78 <sup>0</sup>	327,6	160 <sup>0</sup>	4633
45 <sup>0</sup>	71,90	79 <sup>0</sup>	341,3	165 <sup>0</sup>	5253
46 <sup>0</sup>	75,67	80 <sup>0</sup>	355,5	170 <sup>0</sup>	5937
47 <sup>0</sup>	79,62	81 <sup>0</sup>	370,1	175 <sup>0</sup>	6689
48 <sup>0</sup>	83,74	82 <sup>0</sup>	385,2	180 <sup>0</sup>	7514
49 <sup>0</sup>	88,05	83 <sup>0</sup>	400,9	185 <sup>0</sup>	8417
50 <sup>0</sup>	92,54	84 <sup>0</sup>	417,1	190 <sup>0</sup>	9404
51 <sup>0</sup>	97,24	85 <sup>0</sup>	433,8	195 <sup>0</sup>	10480
52 <sup>0</sup>	102,1	86 <sup>0</sup>	451,1	200 <sup>0</sup>	11650
53 <sup>0</sup>	107,2	87 <sup>0</sup>	468,9	210 <sup>0</sup>	14290
54 <sup>0</sup>	112,6	88 <sup>0</sup>	487,3	220 <sup>0</sup>	17380
55 <sup>0</sup>	118,1	89 <sup>0</sup>	506,4	230 <sup>0</sup>	20950
56 <sup>0</sup>	123,9	90 <sup>0</sup>	526,0	240 <sup>0</sup>	25060
57 <sup>0</sup>	129,9	91 <sup>0</sup>	546,3	250 <sup>0</sup>	29770
58 <sup>0</sup>	136,2	92 <sup>0</sup>	567,2	260 <sup>0</sup>	35130
59 <sup>0</sup>	142,7	93 <sup>0</sup>	588,8	270 <sup>0</sup>	41190
60 <sup>0</sup>	149,5	94 <sup>0</sup>	611,0	280 <sup>0</sup>	48010
61 <sup>0</sup>	156,5	95 <sup>0</sup>	634,0	290 <sup>0</sup>	55680
62 <sup>0</sup>	163,8	96 <sup>0</sup>	657,7	300 <sup>0</sup>	64290
63 <sup>0</sup>	171,5	97 <sup>0</sup>	682,1	320 <sup>0</sup>	84480
64 <sup>0</sup>	179,4	98 <sup>0</sup>	707,3	340 <sup>0</sup>	109300
65 <sup>0</sup>	187,6	99 <sup>0</sup>	733,2	360 <sup>0</sup>	139500

ТАБЛИЦЯ 2.

ТОЧКА КИПІННЯ ВОДИ ПІД РІЗНИМИ ТИСНЕННЯМИ.

Н мм.	t	Н мм.	t	Н мм.	t
680	96,92 <sup>0</sup>	693	97,44 <sup>0</sup>	706	97,95 <sup>0</sup>
681	96,96 <sup>0</sup>	694	97,48 <sup>0</sup>	707	97,99 <sup>0</sup>
682	97,00 <sup>0</sup>	695	97,52 <sup>0</sup>	708	98,03 <sup>0</sup>
683	97,04 <sup>0</sup>	696	97,56 <sup>0</sup>	709	98,07 <sup>0</sup>
684	97,08 <sup>0</sup>	697	97,60 <sup>0</sup>	710	98,11 <sup>0</sup>
685	97,12 <sup>0</sup>	698	97,63 <sup>0</sup>	711	98,14 <sup>0</sup>
686	97,16 <sup>0</sup>	699	97,67 <sup>0</sup>	712	98,18 <sup>0</sup>
687	97,20 <sup>0</sup>	700	97,71 <sup>0</sup>	713	98,22 <sup>0</sup>
688	97,24 <sup>0</sup>	701	97,75 <sup>0</sup>	714	98,26 <sup>0</sup>
689	97,28 <sup>0</sup>	702	97,79 <sup>0</sup>	715	98,30 <sup>0</sup>
690	97,32 <sup>0</sup>	703	97,83 <sup>0</sup>	716	98,34 <sup>0</sup>
691	97,36 <sup>0</sup>	704	97,87 <sup>0</sup>	717	98,38 <sup>0</sup>
692	97,40 <sup>0</sup>	705	97,91 <sup>0</sup>	718	98,42 <sup>0</sup>

$h$ 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 ogrівання насиченої пари, яка перебуває в безпосередньому сусідстві з течєю, справляє перехід у газовий стан нових порцій течі. Таким чином, наприклад, 1 грам насиченої водяної пари при 0° має обсяг 204,680 см., а при 100° лише 1550 см. . Отже бачимо, що коли в нас є якийсь сталий обсяг, зайнятий при певній температурі  $t$  насиченою парю, то ogrіття останньої до нової температури  $t'$  ( $t' > t$ ) з причини зменшення обсягу насиченої пари /через збільшення густоти/ матиме своїм вислідом те, що певний сталий обсяг /обсяг вмістилища пари/ буде ЗАВЕЛИКИМ для даних умов /температура  $t'$  / і через те пара з насиченої ПЕРЕТВОРИТЬСЯ В НЕНАСИЧЕНУ; це пояснює нам між иншим через що-саме ненасичена пара називається також ПЕРЕГРІТОЮ.

Отже приходимо до висновку, що з насиченої пари пару перегріту можна дістати подвійним способом: або через ЗБІЛЬШЕННЯ ОБСЯГУ при незмінній температурі, або через ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ при незмінному обсягу. Навпаки з перегрітої пари пару насичену можна дістати або через /відповідне, до певної вартости/ ЗМЕНШЕННЯ ОБСЯГУ /дорогою ЗБІЛЬШЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ/ при сталій температурі, або через відповідне ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ при сталому обсязі.

Усяке послідує 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 викликати-ме 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 осягнення 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 принципового висновку, що ПО-МІЖ ГАЗАМИ ТА ПАРЮ РІЗНИХ ТЕЧЕВ ЖАДНОЇ ІСТОТНОЇ РІВНИЦІ 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  $TT'$  /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 осягне стану насичення й пруживість її не буде 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 осягне 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 з НАСИЧЕНОЇ перетвориться вже в НЕНАСИЧЕНУ й при всякому положенні смоку  $S$  справлятиме тиснення, МЕНШЕ від тиснення  $P$  пари насиченої.

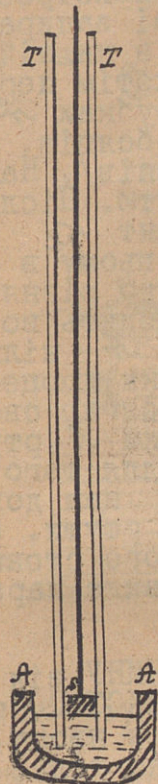


Рис. 82.

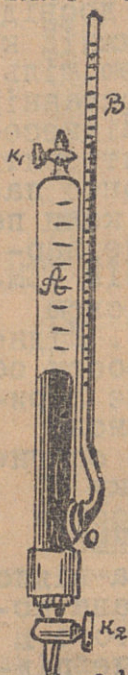
Як що тепер почнемо порушувати смок  $S$  у протилежному напрямку, то в першій стадії процесу зменшення обсягу пари спричинятиметься до ЗРОСТУ її ПРУЖИВОСТІ. Цей зріст триватиме аж доти, поки пруживість не осягне вартості  $P$ , а пара з перегрітої не перетвориться в насичену. Наступне зниження смоку 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 цієї останньої відбувався ПРИ СТАЛІЙ ТЕМПЕРАТУРІ; з цієї причини він дістає назву процесу ІЗОТЕРМІЧНОГО.

§ 81. 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 ХІМІЧНОГО ДІЯННЯ, то кількість пари, яку кінець-кінцем випродуковує теча, пілком відповідає тій кількості, що містилася би в даному обсязі у випадку порожнечі. Одна-єдина ріжниця поміж цими двома випадками полягає в тім, що в другому з них процес паро-

вання ВІДБУВАЄТЬСЯ ХВИЛЕВО, тоді як у першому, з причини постійних зустрічей по-між молекулами 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 виповнював той обсяг, який в даному разі займає ціла суміш. Через те, що ненасичена пара підпадає всім закономірностям, установленим 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 виповнює якусь просторинь, заняту ВОЗДУХОМ, а не торричелевою порожнечою. Автором названої методи є ГЕЙ-ЛЮСАК /Gay-Lussac/. Звернемося до ближчого ознайомлення зі сконструйованим Гей-Люсаком пристроєм. Уявляє він собою /рис. 84/ широку шклянну трубку  $A$ , що на горі запира-



ється крантом  $K_1$ , а на долині - крантом  $K_2$ ; в нижній своїй частині трубка  $A$  має відросток  $O$ , що потім переходить у вузьку 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 виповнюється ртутю. Після цього при відчиненому кранті  $K_1$  відчиняємо крант  $K_2$  й випускаємо з пристроєм певну частину ртуті. При цьому в обох трубках ртутні меніски знижуються до певного рівня  $n$  і до трубки  $A$  на місце відійшовшої ртуті приходять воздух. Введемо тепер через крант  $K_1$  внутрь трубки  $A$  кілька краплин даної течі й вичекаємо певний час аж поки процес паровання не закінчиться й пруживість пари не осягне свого максимума. У вислід зросту тиснення внутри трубки  $A$  ртутний меніск у ній знизиться на певну величину й для того щоби його знову привести до вервісного рівня  $n$  нам доведеться до трубки  $B$  доллати ще певну кількість ртуті. Як що новий рівень меніску є  $m$ , то висота ртутного стовпу  $mn$  і визначить віднормоване тиснення, що його справила пара, инакше кажучи визначить пруживість останньої.

Рис. 84.

§ 82. Досвід показує, що при ПАРОВАННІ РОСЧИНУ від поверхні останнього відділяються лише молекули ЧИСТОГО розчинника, молекули ж розчиненого тіла лишаються в ньому, збільшуючи в процесі паровання його концентрацію. При дотику до тіл з низькою температурою пара розчинника конденсується й цією дорогою ми дістаємо ЧИСТІЙ РОСЧИННИК. Така метода відокремлення розчинника від розчиненого 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 розчин 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. Найпримитивніший 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 ній 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 ДЕСТИЛЯЦІЄЮ, за поміччю якої переводиться ВЗАЄМНЕ ВІДОКРЕМЛЕННЯ ДВОХ ЧИ ДЕ-КІЛЬКОХ ТЕЧЕЙ, що ВІТВОРЮЮТЬ СОВОЮ ОДНУ СУМІШ і мають різні точки кипіння. Для цього суміш огрівається послідовно до температури кипіння однієї течі, далі другої і т.д., починаючи з течі, що має найнижчу точку кипіння. Вважаючи на те, що всяка теча парує, а також і при температурах од неї нижчих /після осягнення точки кипіння процес паровання набирає лише більшої інтенсивности/ при фракціонарній дестилляції суміші двох течей на практиці



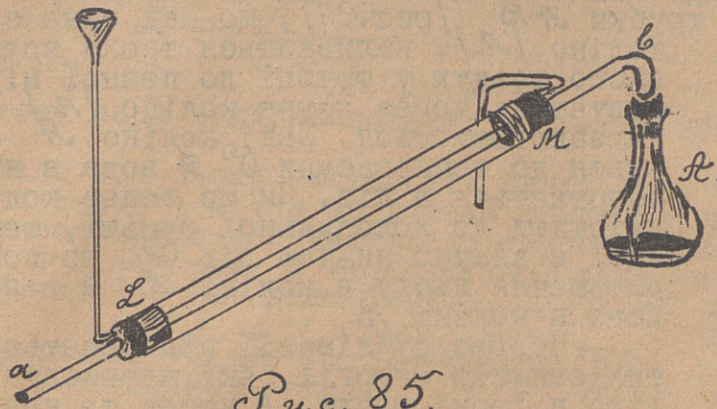


Рис. 85.

не можна ВІДРАЗУ досягнути повного розділення цих течей. Але до цього щастить прийти дорогою повторних маніпуляцій, при яких кожного разу відсоткове відношення однієї течі все зростає, а другої навпаки малітиме, аж поки зрештою не лишилося одна чиста теча /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 летючі, а саме: НАФТОВИЙ ЕТЕР, БЕНЗИН, ГАЗОЛІН; при вищих температурах - від 130° до 275° переганяються різні гатунки ГАСУ, при ще вищих

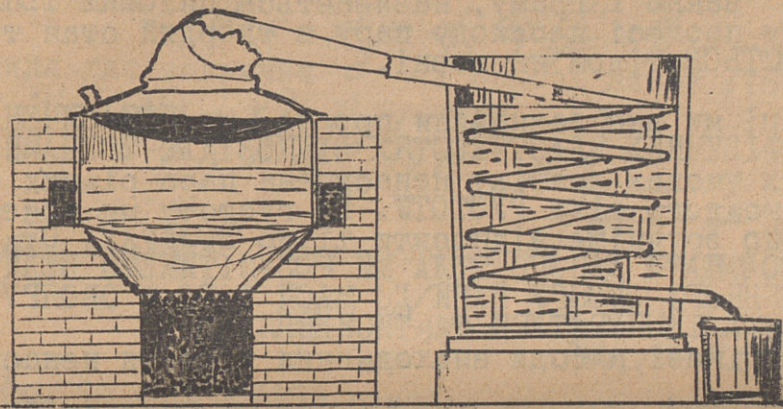


Рис. 86.

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 цукру. Через те, що точка кипіння винного спирту /етилевої алкоголь/, яка виносить 78°,3 а близько до точки кипіння води, разом зі спиртом переганяється значна кількість води. Для швидкого відділення спирту від води в цьому випадку вживається особливих, т.зв. "РЕКТИФІКАЦІЙНИХ" пристроїв, у яких суміш спирту та води переходить через низку холодильників, що мають температури нижчі від 100° й вищі від 78°,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 цьому разі, як і у випадку течей, процес переходу тіла до газового стану відбувається не лише в порожнечі, а також і у воздуху. 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 воздушному оточенні. Так, наприклад, стоїть справа з ІОДОМ та КАМФОРОЮ. Серед інших тіл, що дають сублімацію, слід згадати про ДІД. Цим пояснюється присутність в атмосфері водяної пари взимку, при температурах, нижчих од 0°. При температурі 0° пруживість водяної пари в присутності льоду виносить

4,58 мм. ртутного стовпу, при температурі - 30° вона ще має вартість 0,28 мм.

Процес паровання льоду можно продемонструвати на наступному пристрої: до зігнутої 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 залютовується. 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*.

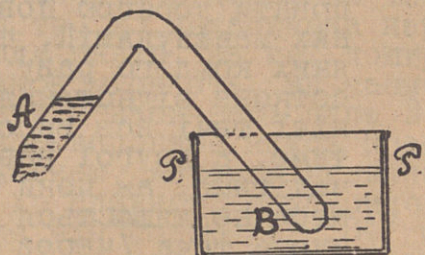


Рис. 87.

Процес сублимації 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 сублимуванні 1 граму, називається ПИТОМИМ ТЕПЛОМ СУБЛІМАЦІЇ. При відворотному процесі переходу пару в твердий стан теж тепло СТАЄ ВІЛЬНИМ і ВИДІЛЯЄТЬСЯ тілом на зовні.

Процес сублимації 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 сублимуванні 1 граму, називається ПИТОМИМ ТЕПЛОМ СУБЛІМАЦІЇ.

§ 85. В своєму місці ми вже зазначили про те, що НЕНАСИЧЕНА ПАРА будь-якої течі 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 ТИХ ЖЕ УМОВАХ ТЕМПЕРАТУРИ ТА ТИСНЕННЯ.

Розглянемо найбільш цікаві методи знаходження густоти ненасиченої пари.

I. 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 течі. Після цього балон міститься до гарячої ванни, температура якої має бути вищою від точки кипіння течі. При такій температурі процес кипіння відбувається енергійно й з трубочки *z* увесь час виходить струмінь пари. Коли останні запаси течі перейдуть в пару, струмінь зникне; в цей момент трубочка *z* залютовується й таким чином балон *A*, що містить уже тільки одну пару /без течі/, 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 увіходить внутрі балону й виповнює його. Балон зважується знову, на цей раз

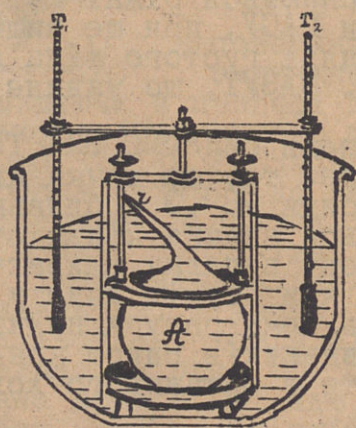


Рис. 88.

у нас 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 течі -  $p' = m'g$ . Памятаючи, що тягар є пропорціональний до маси і що густота води виносить 1, скажемо, що обсяг балону  $v$  визначиться величиною  $P - p$ , себ то

$$v = M - m = P - p; \quad /164/$$

Зазначимо густоту пари через  $D$ , густоту воздуку через  $d$ ; тоді дістаємо:

$$(D - d) v = m' - m = p' - p;$$

або, на основі /164/:

$$(D-d)/(P-p) = p'-p \dots \dots \dots /I65/$$

$$D = \frac{p'-p}{P-p} + d \dots \dots \dots /I66/$$

звідкиля:

Густоту пари зглядно воздуху ми маємо обчислити на основі взору  $\delta = \frac{D}{d}$ , але при цьому мають бути взяті такі вартости величин  $D$  та  $d$ , які відповідають у е тим же умовам температури та тиснення. Щоби прийти до цього зредукуємо величину  $d$  до температури  $t'$  та тиснення  $H'$ . Редукція до  $0^\circ$  при все тому ж тисненні  $H'$  дала би:  $d_{0,H'} = d(1+\gamma t')$ ; редукція до  $0^\circ$  й тиснення 760 мм. дала би  $d_{0,760} = d(1+\gamma t') \cdot \frac{760}{H'}$ ; редукція до температури  $t$  й тиснення  $H$  дає:  $d_{t,H} = \frac{d(1+\gamma t')}{1+\gamma t} \cdot \frac{760}{H'} \cdot \frac{H}{760}$

або

$$d_{t,H} = \frac{d(1+\gamma t')}{1+\gamma t} \cdot \frac{760}{H'} \cdot \frac{H}{760}$$

$$d_{t,H} = d' = d \cdot \frac{1+\gamma t'}{1+\gamma t} \cdot \frac{H}{H'} \dots \dots \dots /I67/$$

звідкиля для величини  $\delta$  на основі взору /I66/ дістаємо вираз:

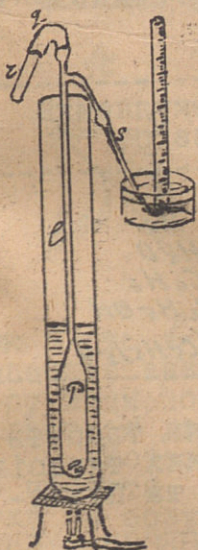
$$\delta = \frac{D}{d'} = \left\{ \frac{p'-p}{P-p} + d \right\} \cdot \left\{ d \frac{1+\gamma t'}{1+\gamma t} \cdot \frac{H}{H'} \right\} = \frac{p'-p}{P-p} \cdot \frac{1}{d} + \gamma \left( \frac{1+\gamma t'}{1+\gamma t} \cdot \frac{H'}{H} \right) \dots \dots \dots /I68/$$

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  $0^\circ C$ . і 760 мм. тиснення, а  $s$  є пруживість водяної пари при даній температурі

2. МЕТОДА ВІКТОРА МАЙЕРА /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 поміччю гумової трубки  $q_1$  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 цією течєю виповнюється маленька ампулька, що зважується спочатку порожньою, а потім з течєю. Цією дорогою знаходиться маса  $M$  налятої до неї течі. Названа ампулька вкладається до трубки  $z$ . Після того як ванна мабуде сталої рівномірно-розподіленої температури, кінець трубки  $S$  опускається до посудини з водою й накривається перевернутою догори пробиркою  $p$ , 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 затичку ампульки й ціла порція течі відразу обертається в пару. Остання, виповнивши певний обсяг й справивши внутрі пристрою збільшення тиснення /яке до того часу було нормальним/, починає витискувати воздух, що по трубці  $S$  надходить до пробирки  $p$  й збирається в її горішній частині, увільняючи останню від води.

Рис. 89.

Відраховуємо по закінченні досвіду на пробірці  $r$  обсяг  $v$  витисненого паром воздуха. Останній у пробірці  $r$  має температуру зовнішнього оточення  $t$  і перебуває під тисненням  $H-h$ , де  $h$  означає ртутний еквівалент водяного стовпу в пробірці  $r$  /себ-то висоту цього стовпу, поділену на 13,6/; отже маса цього воздуха вноситиме  $m = v \cdot d_{t, H-h}$  де  $d_{t, H-h}$  є густина 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:

$$d_{t, H-h} = \frac{d_{0,760}}{1 + \gamma t} \cdot \frac{H-h}{760} \dots \dots \dots /170/$$

Як що останній вираз підставимо у взір:  $m = v \cdot d_{t, H-h}$  /171/

то знайдемо масу  $m$  воздуха в пробірці  $r$ . Тоді для зглядної густоти пари  $\delta$  дістанемо вираз:

$$\delta = \frac{M}{m} = \frac{M}{0,001293 \cdot v \cdot \frac{H-h}{760} (1 + \gamma t)} = 587.800 \frac{M}{v(H-h)} (1 + \gamma t) \dots \dots \dots /172/$$

§ 84. Ми вже мали нагоду звертати увагу на той факт, що СТОСУНОК ГУСТОТ /ПІТОМИХ ТЯГАРІВ/ ДВОХ ГАЗІВ Є РІВНИЙ СТОСУНКУ ЇХНІХ МОЛЕКУЛЯРНИХ ТЯГАРІВ. Поширюючи це правило на ненасичену пару ріжних тіл ми приходимо до нової методи обчислення молекулярних тягарів цих тіл. Справді, як що через  $M_v$  та  $\delta_v$  зазначимо молекулярний тягар та густоту водня, /зглядно воздуху/ а через  $M$  та  $\delta$  молекулярний тягар даного тіла та густоту його пари, то з відношення:  $M: M_v = \delta: \delta_v$  /173/

дістанемо:  $M = \frac{M_v}{\delta_v} \cdot \delta$  /174/

Взявши на увагу, що  $M_v = 2,01227$  /як що молекул. тягар кисеня вважати рівним 32/ і  $\delta_v = 0,069498$ , дістанемо:  $M = 28,95 \delta$  /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 вартість, що виносить 28,95. Нижче ми подаємо для порівняння таблицю вартостей величин  $\delta$  та  $M$  для де-яких тіл:

Назва тіла	Густина пари	Молекулярний тягар	Молекулярний взір.
Сівка	2,211	64	S
Ртуть	6,976	200	Hg
Вода	0,622	18	H <sub>2</sub> O
Бензол	2,752	78	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>
Алкоголь	1,613	46	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH
Етер	2,565	74	(C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> ) <sub>2</sub> O

Окреслена нами закономірність має велику практичну вагу. Вона творить собою основу простої й зручної методи знаходження молекулярних тягарів, що є більш чуюю 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

озера. 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 з'ясували вище, впливає лише на **СКОРІСТЬ** процесу і будь-яких інших змін у ньому не справляє. В порожнечі перехід води в пару відбувається хвилимо, у воздуху він потребує певного часу, тим більшого, 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 вощкі предмети/. Само собою розуміється що скорість паровання залежить від розмірів поверхні водозборів. На величину цієї скорости впливають **ВІТРИ**; справляючи рух воздухних мас вони сприяють дифузії водяної пари від місць, нею 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 парю атмосфері вощкі предмети не сохнуть.

Водяна пара є одним із важливих метеорологічних чинників, а через те питання про помір її кількості у воздуху набирає не абиякого 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** ОСТАНЬОГО. 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 зглядно воздуху /тєї ж температури та тиснення/ виносить 0,622, абсолютна вощкість  $\rho$  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  $p$  — пружність пари у воздуху. Взір /176/ остаточно переписеться так:

$$\rho = \frac{1,0582}{1 + \gamma t} \cdot p \dots \dots \dots /177/$$

Таким чином знайшовши пружність водяної пари  $p$  при данній температурі  $t$ , зможемо на основі взору /177/ обчислити абсолютну вощкість  $\rho$ . Величину  $\rho$  можна також знайти і безпосередніми помірами. Для переведення останніх, користають з пристроєм, показаного на рис. 90.

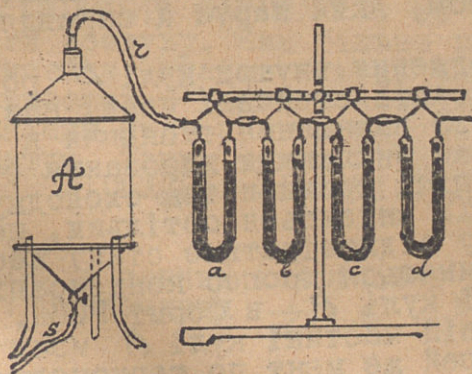


Рис. 90.

Цей пристрій, що має назву **ХЕМІЧНОГО ГИГРОМЕТРА**, складається з аспиратору **A**, що поміщу гумової трубки **z** сполучається з системою трубок **a, b, c, d**, виповнених яким-небудь гигроскопичним тілом, наприклад, хлоридом кальція. Перед початком досвіду аспиратор наповнюється водою, а трубки **a** та **b** зважуються. Після цього через трубку **s** вода з аспиратору випускається й на місце її надходить зі зовні воздух, що, пролгодючи через трубки **a** та **b**, сповна віддає гигроскопичному тілу водяну пару /трубки **c** та **d** відіграють помічну роль й слугають для того, щоби 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  $\rho$ .

Метеорологія замість абсолютної вощкості вживає здебільшого іншого поняття, яке має назву **ВОЖКОСТІ ЗГЛЯДНОЇ**. Під зглядною вощкістю воздуху ми розумітимемо відношення **КІЛЬКОСТІ ВОДЯНОЇ ПАРИ**, що міститься в даному обсязі воздуху, до тєї її кількості /можливо-найбільшої/ що знаходилася б у цьому обсязі, коли би пара перебувала в насиченому стані.

Отже як що зглядну вощкість зазначимо через  $z$ , а кількість насиченої пари, що припадає на І куб.метр. воздуху /при температурі  $t$  /зв-

начимо через  $f_0$ , то, матимемо:

$$z = \frac{f}{f_0} \dots \dots \dots /178/$$

Зглядна вохкість виражається у відсотках. Максимальна вартість, яку може мати величина  $z$  є 100%.

Як що пруживість насиченої пари /при температурі  $t$ / зазначимо через  $P$ , то зможемо написати:

$$f_0 = \frac{1,0582}{1 + \gamma t} P \dots \dots \dots /179/$$

на основі чого дістанемо:

$$z = \frac{P}{P_0} \dots \dots \dots /180/$$

Величину  $P$  можна взяти безпосередньо з таблиць пруживости насиченої пари, складених РЕНЬО. Для знаходження величини  $P$  потребуються особливі пристрої, які дістають назву ГИГРОМЕТРІВ. Останні можуть бути двох типів: перші дозволяють визначити величину  $P$  дорогою знаходження т.зв. ТОЧКИ РОСИ, другі дають можливість окреслити ступень вохкості воздуха через спостереження скорости паровання. З пристроїв першої категорії розглянемо ГИГРОМЕТР ДАНИЕЛЯ *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 ДОРОВОЮ ЗНИЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ.

Таким чином, справивши повне охолодження, ми можемо довести пару до стану насичення, після ослгнення якого НАЙМЕНШЕ ПОСЛІДУЮЧЕ ОХОЛОДЖЕННЯ СПРАВЛЯТИМЕ СКРОПЛЕННЯ ПАРИ. Та температура  $T$ , при якій водяна пара осягає стану насичення і починає скроплюватися, має назву ТОЧКИ РОСИ. Знайшовши точку роси, звертаємося безпосередньо до таблиць Реньо, звідки і беремо вартість пруживости пари  $P$  для температури  $T$ .

ДАНИЕЛІВ ГИГРОМЕТР уявляє собою /рис.91/ широку колінчасту шкляну трубку, що закінчується двома кулями  $A$  та  $B$ , які містять у собі де-яку кількість ЕТЕРУ. З пристроєм випомповано воздух, а через те ціла його вільна просторинь 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  $B$ .

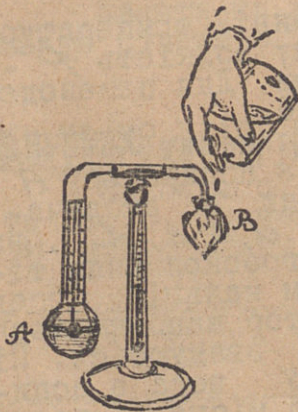


Рис. 91.

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 і коли температура її знизиться остільки, що при даній вохкості воздуха відповідатиме стану насичення водяної пари, розпочнеться процес конденсації пари, що осяде на поверхні кулі  $A$  в формі РОСИ. Спостерігаючи на позолоченій частині кулі  $A$  мент з'явлення краплин роси, в цей же мент 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 блясі  $F$ .

З пристроїв другого типу розглянемо т.зв. ПСИХОМЕТР /сконструйований АВГУСТОМ *August* і удосконалений АСМАНОМ *Assman*. Склада-

ється він /рис.93/ з двох однакових термометрів *A* та *B*, що містяться поруч на одній стійці. Кулька

одного з них *B* обмотана мусліном, що опущений до посудини з водою й таким чином тягло підтримується у вохкому стані. У вислід паровання води температура мусліну 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 /м'ясин, кулька термометру, найближчі верстви воздуха/ 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  $q = \alpha(t-t')$  . . . /181/

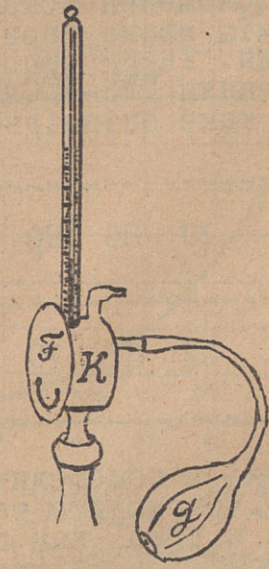


Рис. 92.

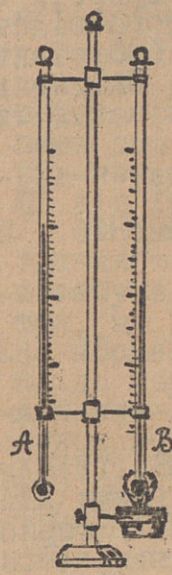


Рис. 93.

Інтенсивність процесу паровання води перебуватиме в залежності від стану воздуха. Чим більшою буде його вохкість, тим слабше паруватиме вода й тим меншим буде охолодження; навпаки чим менше буде воздухим, 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 установається певний СТАН РІВНОВАГИ й тоді показання другого термометру *B* наберуть сталу вартість. Остання змінюватиметься лише тоді, коли підпадатиме зміннам ШКОРИСТЬ ПАРОВАНИА, що в свою чергу перебуває в залежності від вохкості воздуха. Чим більше водяна пара атмосфери відходить 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 ПРОСТОПРОПОРЦІОНАЛЬНА ЗАЛЕЖНІСТЬ:

$$t-t' = \alpha(P-p) \dots \dots \dots /182/$$

де  $\alpha$  є певний коефіцієнт пропорційності, властивий даному пристрою. Зазначивши  $\frac{1}{\alpha} = \kappa$ , з виразу /182/ матимемо:

$$p = P - \kappa(t-t') \dots \dots \dots /183/$$

Як що знайдемо вартість коефіцієнту  $\kappa$  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 воздуха вживається на практиці ще один пристрій, а саме ВОЛОСЯНИЙ ГИГРОМЕТР, конструкція якого належить СОСЮРОВІ /Saussure/. Основною складовою частиною цього гігрометра /рис.94/ є являється довгий людський волос, увільнений /дorstю 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  $\mu$ . Пристрій міститься до камери з АБСОЛЮТНО-СУХИМ воздухом; супроти поділку скалі, на якому встановлю-

ється при цьому показчик, ставиться цифра 0. Далі пристрій переноситься до камери з насиченою водяною паром; 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 ШКАЛУ ВОЛОСЯНОГО ГИГРОМЕТРА. Згідно дослідженням ГЕМ-ЛОСАКА по-між поділками цієї шкалі та ступіннями вологості існує таке співвідношення:

Поділка шкали 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%

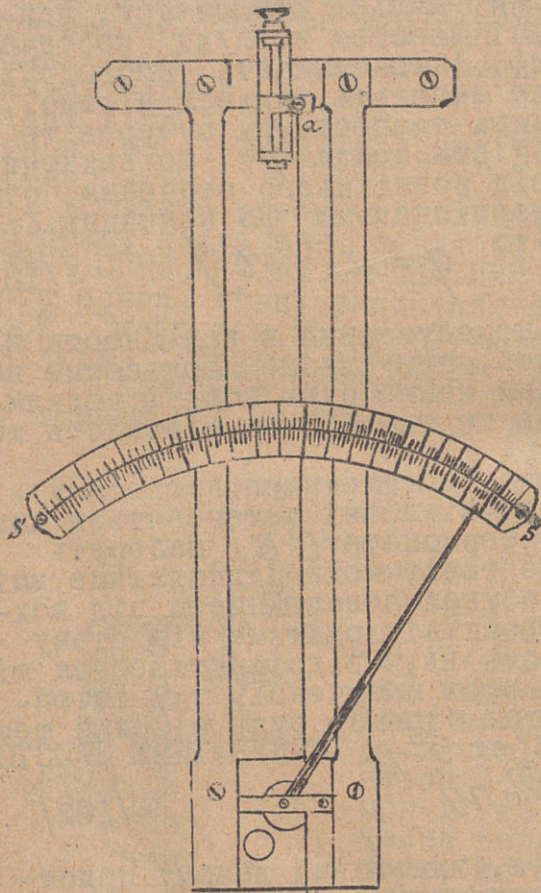


Рис. 94.  $\mu$

§ 88. Ті з'явища, які в попередньому § ми дослідили АНАЛІТИЧНО, окреслимо тепер ГЕОМЕТРИЧНО, 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  $\mu$  матиме певну точно-означену вартість. Кожда пара таких відповідних вартостей величин  $\tau$  та  $\mu$  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  $\nu$ . Щоби розв'язати це питання поступаємо так: узявши на осі температур точку, що відповідає величині  $\nu$ , 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  $\nu$  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  $\nu E$  від точки  $\nu$  відкладаємо відтинок

$DC = q$  й через точку  $C$  ведемо просту, рівнобіжну до осі температур. Абсциса  $\tau$  точки  $C$  зустрічі цієї простої з кривою конденсації визначить точку насичення, а різниця  $\nu - \tau$  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  $100^{\circ}\text{C}$ . внутрішня пруживість пари в стані зрівноважити зовнішнє тиснення атмосфе-



ри, через що лише при цій температурі вода означено переходить у стан газовий.

Течі, що при звичайних умовах мають пару БІЛЬШОЇ пруживості, /наприклад ВТЕР/, переходять у газовий стан при температурах НИЖЧИХ, бо вже при цих температурах пруживість їхньої пари досягає вартості 760 мм. ртутного стовпу. Навпаки для течей, пруживість пари яких є меншою від пруживості водяної пари, точки кипіння ВИЩІ від  $100^{\circ}\text{C}$ .

Нам відомо, що існує значна кількість фізичних тіл, які при звичайних умовах можуть перебувати ВИКЛЮЧНО В СТАНІ ГАЗОВОМУ. Випадає так, що для цих тіл, себ-то ГАЗІВ, близькі до нормальних температури є ЗАВИСОКІ, а близькі до нормальних тиснення є ЗАМАШІ, щоби уможливити їхній перехід до рідкого стану. Таким чином повстає гіпотетична думка, що ВСЯКЕ ГАЗОВЕ ТІЛО МОЖЕ БУТИ ОБЕРНЕНО В ТЕЧУ /СКРОПЛЕНЕ/ ПРИ УМОВІ ВИТВОРЕННЯ ВІДПОВІДНО-НИЗЬКОЇ ТЕМПЕРАТУРИ І ВІДПОВІДНО-ВИСОКОГО ТИСНЕННЯ

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.

Перші свої досвіди /р.1923/ Фарадей переводив наступним чином. До короткого коліна А зігнутої й залютованої з обох кінців трубки АВ /рис.96/ він уміщав відповідне тверде чи рідке тіло, що при огріванні виділяло з себе потрібний газ. Друге коліно В він опускав до посудини SS, виповненої холодною сумішшю; всередині названого коліна містився також особливий манометр М зі стиснутим вогдухом. В міру випродукування газу в коліні А всередині пристрою тягло зростало тиснення; в певний момент воно робилося настільки значним, що в коліні В розпочинався процес конденсації. В цей момент по манометру замічалось тиснення, а по термометру Т відраховувалась температура.

Удосконалюючи технічний бік справи Фарадей під кінець своїх досвідів /р.1845/ досягав уже температури в  $-100^{\circ}$  при тисненні в 50 атмосфер.

Отже зрештою йому пощастило скропити усі відомі в той час гази за винятком кисеня, водня, азоту, двоокису вуглеця / $\text{CO}_2$ /, двоокису азоту / $\text{NO}_2$ / 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 ХІХ 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 узяли під свій вплив наукову думку і ними як раз пояснюється факт витворення поняття про "СТАЛІ" гази, що скропленню ніби то не піддаються. Року 1869 ЕНДРІЮС /*Andrius*/ досліджуючи стискальність  $\text{CO}_2$  при різних температурах, знайшов, що ВИЩЕ ДЕ-ЯКОЇ ОЗНАЧНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ГАЗ СКРОПЛЕННЮ НЕ ПІДДАЄТЬСЯ, які б значні тиснення при тому не вживалися. Названу температуру Ендріус назвав температурою КРИТИЧНОЮ.

Щоби докладніше зрозуміти виследи праць Ендріуса звернемося до фізичної інтерпретації його спостережень. Отже уявимо собі певний обсяг якого-небудь газу, наприклад  $\text{CO}_2$ , що знаходиться в посудині, ТЕМПЕРАТУРА ЯКОЇ ПІДДЕРЖУЄТЬСЯ СТАЛОЮ. Піддаватимемо далі цей обсяг  $\theta$  награванню

Пруживість

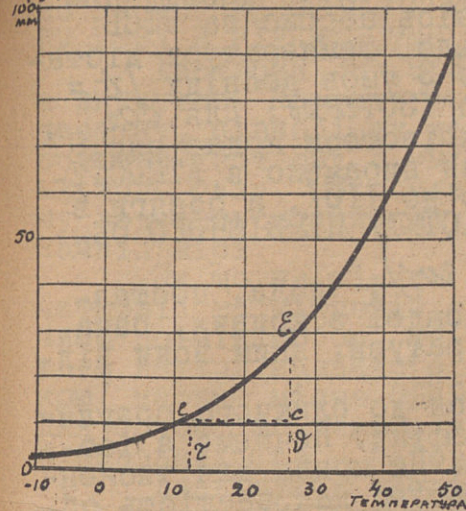


Рис. 95.

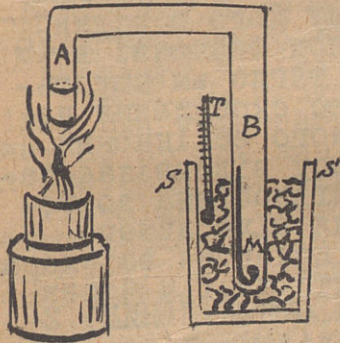


Рис. 96.

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 діста-  
 немо відповідну, **ХАРАКТЕРНУ** ДЛЯ ДАНОГО ГАЗУ криву. З умов досвіду  $1/t =$   
*Const* /слідє, що кожда така крива уявлятиме собою **ІЗОТЕРМУ**. Для  $CO_2$

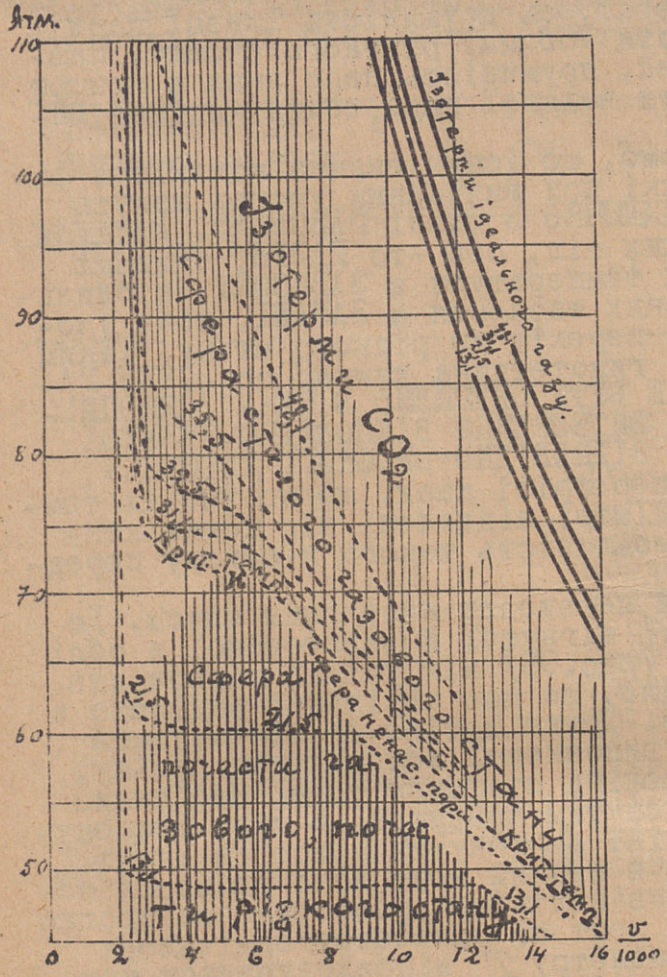


Рис. 97.

низку таких ізотерм подає рис. 97. Тут тиснення виражено в **АТМОСФЕРАХ** /від 45 до 110/, а обсяги в **Тисячних частках первісного об-  
 сягу** ( $\frac{v}{1000} = w$ ). Числа, поставлені біля кожної з кривих, означають температури, яким вони відповідають.

Звернемося до ближчого розгляду нашої графіки. Почнемо з ізотерми  $130,1$ . Її крива для тиснення в 45 атмосфер дає вартість обсягу в  $14,2 w$ . З послідуєчим зростом тиснення обсяг послідовно маліє /швидче ніж то, на основі закону Бойля, випадало би для ідеального газу/ й для вартості  $1/2 = 49$  атм. він набуває вартість  $12,2 w$ . У цей момент починається його конденсація. Остання зв'язується з **ВЕЛИКИМ ЗМЕНШЕННЯМ ОБСЯГУ ГАЗУ** у зв'язі переходу його в рідкий стан. Через те при тисненні в 49 атм. обсяг газу тягло зменшується, аж поки процес скроплення не доходить до повного закінчення. Цій стадії процесу відповідає частина ізотерми рівнобіжна до осі обсягів. Після цілковитого скроплення  $CO_2$  прибирає всі характерні властивості течі й через те стає **МАЙЖЕ НЕСТИСКОМІСНИМ**. З цієї причини послідуєчий величезний зріст тиснення від 50 до 110 атмосфер справляє лише мінімальну зміну обсягу /менше ніж  $1/5 w$ /, що так різко впливає на вигляд кривої, яка різко йде до гори май-

же в **прямовісному** напрямку.  
 Ізотерма  $210,5$  має вигляд, подібний до попередньої. В даному разі лише конденсація починається пізніше, аж при тисненні в 60 атмосфер, бо при більшій температурі газ має більшу пруживість, а через те для побороення останньої вимагає й більшого тиснення. Самий процес конденсації при такому більш значному тисненні проходить скорше, а через те позема, рівнобіжна до осі обсягів, частина ізотерми є вже меншою. Звертає увагу те, що позема галузь переходить у **прямовісну** **ЛАГІДНІШЕ** ніж раніше; це показує, що з першої менти після скроплення стисливість має порівнюючи - більшу вартість /що є безпосереднім вислідом піднесення тиснення/.  
 Цілковитом инакше, ніж дві попередні, виглядає третя ізотерма, що відповідає температурі  $310,1$ . Спочатку вона йде ніби то подібно до перших двох і при тисненні, близькому до 73 атмосфер, що відповідає вартості обсягу біля  $6 w$ , починає загинатися; але цілком поземого положення не прибирає. йде в напрямку похилому; це триває недовго і припиняється вже при зменшенні обсягу до  $3 w$ , після чого крива робить заворот і простеє далі в напрямку, близькому до **прямовісного**. Отже бачимо, що в даному разі ізо-

терма зовсім немає частини, рівнобіжної до осі обсягів; а це показує, що НЕ ІСТНУЄ СТАЛОГО ТИСНЕННЯ, ПРИ ЯКОМУ МІГ БИ ВІДБУТИСЯ ПРОЦЕС ПЕРЕХОДУ ГАЗУ В РІДКИЙ СТАН.

Ізотерма  $39^{\circ},5$  є подібною до попередньої, лише ще менше ніж вона, є вигнутою. Нарешті ізотерма  $48^{\circ},1$  жадного вже вигнуття не має і про частину, рівнобіжну до осі обсягів, в ній ніщо не нагадує. Порівнюючи останню ізотерму з уміченими в правій частині рисунку ізотермами ідеального газу, що докладно слідує закону Бойля, ми бачимо, що по своєму зовнішньому вигляду від названих кривих вона рiзниться в дуже незначній мірі.

Як що на різних ізотермах ми візьмемо точки, що відповідають початковій та кінцевій стадії процесу скроплення газу, й ці точки сполучимо по-між собою, то дістанемо певний контур. Для всіх точок, що лежать всередині названого контура /ця фігура на рисунку зазначена штриховкою/ матиме місце ОДНОЧАСОВЕ ІСТНУВАННЯ ДВОХ ФАЗ - ГАЗОВОЇ ТА РІДКОЇ. Для точок, що лежать по за межами цього контура 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 Й 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 Й ТІЛО МАЄ МОЖЛИВІСТЬ ПЕРЕБУВАТИ ЛИШЕ В СТАНІ ГАЗОВОМУ.

Для  $CO_2$  критична температура виносить  $31^{\circ},35$ . 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" / $\kappa$ /, в якій дотична до кривої є рівнобіжною з вісю обсягів. Названа точка з'являється як раз верхком 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 / $\kappa$ / 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 МАКСІМАЛЬНУ 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 атмосф./	Назва тіл.	Крит. темпер.	Критич. тиснен. /в атмосф./
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/ . . . . .	118,8	50,8
Хлор /Cl/ . . . . .	146,0	93,5	Двоокис вуглеця /CO/ . . . . .	139,5	35,5

Назва тіл	Критична температура	Критич. тиснен-ня /в атмосф./	Назва тіл	Критич. температура	Критич. тиснен-ня /в атм.
Амоняк . . . . .	131,0	113,0	Воздух	140,0	39,0
Чотириокис вугле- ця /CO <sub>2</sub> /	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 і може бути сконденсований при звичайній температурі /20°C/ ДОРОГОЮ ОДНОГО ЛИШЕ СТИСНУВАННЯ. Як що такий сконденсований CO<sub>2</sub> в залізні "бомби" в яких він звичайно переховується 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°,5. Остання температура відповідає точці кипіння етилену при нормальному тисненні.

§ 90. Дослідження Ендрьюса, 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 газу. Серед цих спроб у першу чергу слід відмітити досвіди КАЛЬЄТЕ /Cailletet/ та ПІРТЕ /Pictet/, які незалежно один від другого - 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

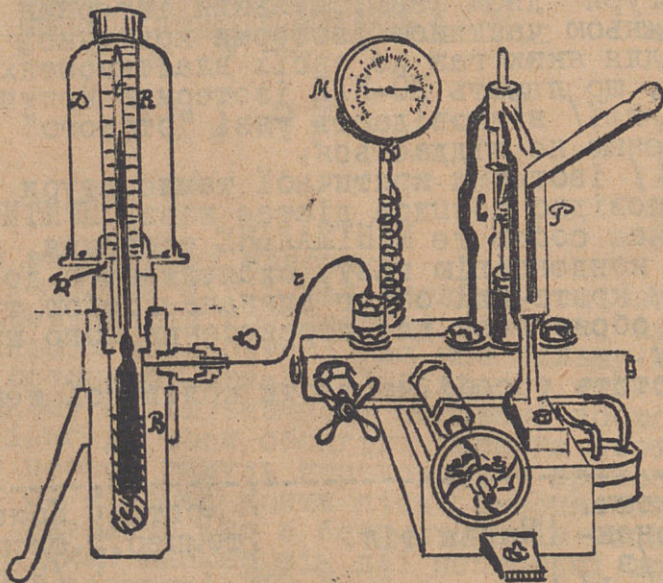


Рис. 97

дає гидравлический прес, з якого стиснута вода по сталевій трубці  $\beta$  переходить до масивного сталевого циліндру  $\beta$ , у якому тисне на вільну поверхню налятої до нього ртуті. У вислід такого тиснення ртуть починає все більше вступати до шкляної трубки  $\gamma$ , виповненої даним газом, стискуючи при цьому названий газ. Величина тиснення в цілому пристрої визначається помічку манометра  $\mu$ . Трубка  $\gamma$  оточена широкою шкляною трубкою  $\alpha$ , яку виповнено холодною сумішю. Ціла верхня частина пристрою накрита ще шкляним дзвоном  $\delta$ , під який покладено хлорид кальцію; така осушка повітря пере-

водиться для того, щоби сконденсована водяна пара в формі инею не перешкождала 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 вартості. Обсяг газу при цьому так же раптовно зростає при чому така ПРАЦЯ 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 сталевюю 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 CO<sub>2</sub>, 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 ВРОБЛЕВСЬКИМ /Wroblewski/ та ОЛЬШЕВСЬКИМ /Oleszewski/, 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 CO<sub>2</sub>, 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 холодильний 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 арґон і після того справляючи раптовний їх росшир, Ольшевський доводив до стану скроплення і обидва названі гази. /для арґона критична температура виносить -121°, критич. тиснення 50,6 атмосфер, для водня - критична температура - 240°,8, критич. тиснення 13,4 атм.сф./

Як бачимо досвіди Ольшевського звязані 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 методою послідовного охолодження, яку в сучасній науці прийнято називати МЕТОДОЮ 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 всі без винятку гази.

§ 91. Крім двох названих вище метод - методи звичайного охолодження та методи каскадної - існує ще одна метода, яка стоїть осібно від перших двох і по своїй ориґінальності 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 механичних 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 довершенням пружливими 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 кінетичної 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-ІЗОЛЬОВАНИМ, себ-то як що до нього не надходить тепло від зовнішнього оточення, - будь-яка ВИТРАТА ВНУТРІШНЬОЇ ЕНЕРГІЇ НА МЕХАНІЧНУ ПРАЦЮ ЗБІЛЬШЕННЯ ОБСЯГУ КОНЧЕ СПРАВЛЯТИМЕ ЗНИЖЕННЯ ЙОГО ТЕПЛОВОГО СТАНУ, СЕБ-ТО СПРИЧИНЯТИМЕТЬСЯ ДО ЙОГО ОХОЛОДЖЕННЯ.

Ще року 1857 досвідами ДЖУЛЯ / *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 випускати його через малесеньку відтулину. Близьке дослідження показує, що при таких умовах ЕФЕКТ ОХОЛОДЖЕННЯ ГАЗУ Є ТИМ ВІЛЬШИМ, ЧИМ ВІЛЬШОЮ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ РІЗНИЦЯ ТИСНЕНЬ / ВНУТРІШНЬОГО ТА ЗОВНІШНЬОГО / І ЧИМ НИЖЧУ ТЕМПЕРАТУРУ МАЄ САМ ГАЗ. / є відворотно-пропорціональний до квадрату абсолютної температури газу /  $\varnothing$ .

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 РОСШИРЮ, можна без жадних холодильних уряджень досягнути певного зниження температури газу. Піддаючи такий незначно-охолоджений газ новому стисненню й повторюючи знов процес раптовного розширю, досягнемо нового зниження температури, що з причин, зазначених вище, буде вже трохи більшим від попереднього. Стискуючи знову охолоджений газ і знову піддаючи його раптовному розширю 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 смуктально-стискальну помпу, від якого по трубці *c* поступає до ХОЛОДИЛЬНИКА *H*, обкладеного потовченим льодом. Стиснутий компресором до 50 АТМОСФЕР газ, пройшовши через холодильник, набуває температури  $0^{\circ}$  і в такому стані по вузькій трубці *d*, що уявляє собою ВНУТРІШНЬОЮ трубку серпантини *S*, простує до посудини  $\varnothing$ . Внутрі цієї посудини тиснення є лише трохи більшим од 1 АТМОСФЕРИ, через що, вступивши до названої посудини, воздух зазнає відразу ЗНАЧНОГО РОСШИРЮ. / вихід його з трубки *d* регулюється чопом *k*, за поміччу якого розміри вихідної відтулини можна змінювати / . Вислідом згаданого розширю з'являється охолодження воздуха приблизно на  $10^{\circ}$ . Такий охолоджений до температури  $-10^{\circ}$  воздух при русі смоку компресора до гори / при закритому кранті *k* / простує з посудини  $\varnothing$  в напрямку до компресора через ЗОВНІШНЬО / 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 смоку компресора до долу / передається також і йому, так

x/ Слід шукати причинного зв'язку по між цим фактом і фактом зменшення питомих теплозабирностей газових тіл зі зниженням температури / див. § 40 /.

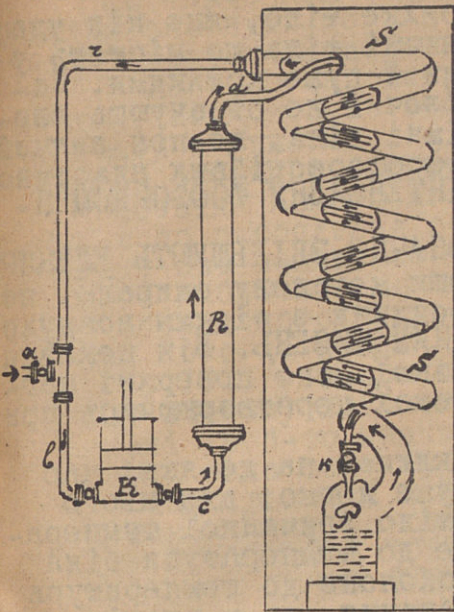


Рис. 98.

точка кипіння якого виносить  $-195^{\circ},7$  ніж кисень, точка кипіння якого є  $-182^{\circ},8$  /у вислід такого збагачення течі на рідкий кисень синьовата барва її з бігом часу стає гущішою/. Процес паровання рідкого повітря і інших скроплених газів значно затримкується, як що їх умістити до особливої посудини з подвійними стінками по-між якими знаходиться порожечя. Такі двостінні шкляні посудини /рис. 99/ вперше були виготовлені р. 1893/

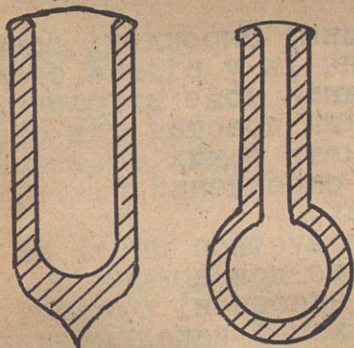


Рис. 99.

ДЬВАРОМ /Dewars/ й з того часу мають назву ДЬВАРОВИХ 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 фракціонарної перегонки алкоголю. А це приводить нас до тієї думки, що, урегульовавши відповідним чином процес конденсації стисненого повітря, ми можемо перевести ФРАКЦІОНАРНУ 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 фракціонарної 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 повитягати стужавіді 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 яко 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 КАВ-

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 осягнення температури конденсації  $-191^{\circ}$  /воздух при виході з внутрішньої трубки серпантини до посудини Р починає скроплюватися і в формі прозорої слабо-забарвленої на синьовату барву /у вислід присутности кисеня/ течі збирається потроху в названій посудині. Назведеним способом можуть бути скроплені й будь-які інші гази.

§ 92. Рідкий повітря складається з рідких водня, кисеня й інших його складників - кисенюна, неона, криптона, аргона; чотириокис вуглиця / $CO_2$ / увиходить до цієї суміші в твердому стані /в формі снігу/. При нормальному тисненні рідкий повітря повільно парує; при цьому швидко випаровується азот, який має температуру кипіння  $-195^{\circ},7$  ніж кисень, точка кипіння якого є  $-182^{\circ},8$  /у вислід такого збагачення течі на рідкий кисень синьовата барва її з бігом часу стає гущішою/. Процес паровання рідкого повітря і інших скроплених газів значно затримкується, як що їх умістити до особливої посудини з подвійними стінками по-між якими знаходиться порожечя. Такі двостінні шкляні посудини /рис. 99/ вперше були виготовлені р. 1893/ ДЬВАРОМ /Dewars/ й з того часу мають назву ДЬВАРОВИХ 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 фракціонарної перегонки алкоголю. А це приводить нас до тієї думки, що, урегульовавши відповідним чином процес конденсації стисненого повітря, ми можемо перевести ФРАКЦІОНАРНУ 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 фракціонарної 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 повитягати стужавіді 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 яко 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 КАВ-

ЧУК губить свою еластичність і обертається в крижке тіло, яке під ударами молотка розбивається на кавалки: Різні органічні тіла що містять у собі воду, в рідкому воздуху теж стають твердими й дуже крижкими. 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 воздуху дають ІНТЕНСИВНУ ФОСФОРЕСЦЕНЦІЮ.

Металі при температурі рідкого воздуху ЗНАЧНО ЗБІЛЬШУЮТЬ ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ, що легко продемонструвати, вмістивши металеву спіралю, по якій проходить електричний ток, до Дьюарової посудини з рідким воздухом.

Цікаві особливі властивості виявляє РІДКИЙ КИСЕНЬ. Він показує себе ПАРАМАГНІТНИМ тілом: при наближенні до вільної його поверхні магніту названа поверхня підноситься догорі, з плоскої перетворюючись при цьому на криву.

Будь-яке тіло, кинуте в рідкий воздух, викликає на де-який час бурхливий процес кипіння. Пояснити це з'явище дуже легко; для цього слід пригадати лише те, що для рідкого воздуху тіло звичайної температури є тим, чим для води було би тіло, розпечене до температури біля 300°. Отже поки кинуте у рідкий воздух 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 воздуху, то побачимо, що останній перейде в СФЕРОЇДАЛЬНИЙ 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 воздуху, то в першій хвилі він перебуватиме в сфероїдальному стані. Після того ж як стінки пляшки в певній мірі охолонуть, рідкий воздух увиходить з ними в тісніший контакт і процес його паровання відразу дуже зміцнюється. У вислід такого раптового переходу рідкого воздуху в газовий стан пляшка розлітається на кавалки.

З поданого вище слідує, що рідкий воздух 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 стогранні 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 воздух використовується іноді на практиці. Так, наприклад, у цій ролі було його зужито при працях по проведенню Сімплонського тунеля. Папірові торбинки виповнені тирсою, змоченою гасом, містилися до посудин з рідким воздухом і запалювалися помічку електричної іскри. Це приводило до вибуху, що по своїй силі перевищував вибух динаміту.

Дотик рідкого воздуху й інших газів до людського тіла для останнього є небезпечним. Вислідом його може бути ушкодження шкіри, подібне до попечення її при дотику до гарячих предметів. Не дивлючися одначе на такий вплив рідкого воздуху на органічні клітини, де-які мікроорганізми легко виживають в низькій його температурі.

§ 93. При температурі рідкого воздуху під відповідними тисненнями скооплюються всі гази, за винятком ВОДНЯ та ГЕЛЯ, критичні температури яких лежать нижче від  $-195^{\circ}$ . Користуючи з методи Лінде, ДЬЮАР виготовив рідкий водень в значній кількості і при тому знайшов / року 1899 / що критична температура для цього газу вносить  $-241^{\circ}$ . При нормальному тисненні температура рідкого водня вносить  $-252^{\circ},6$ . 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  $-259^{\circ}$ , 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 названому році голандському фізику КАМЕРЛІНГОВІ - ОНЕСОВІ /*Kammerlingh Onnes*/ пощастило скропити /методом Лінде/ гелю. При цьому Камерлінг-Онес знайшов, що критична температура гелю виносить біля  $-267^{\circ}$ , а нормальна температура кипіння - біля  $-268^{\circ}$ . При зниженому тисненні в 2,2 мм. ртутного стовпу точка кипіння гелю знижується до  $-270^{\circ},8$ .

Досвіди Камерлінга-Онеса мають історичне значіння. По-перше, вони привели до скроплення останнього з числа усіх газів, таким чином поховавши думку про можливість існування сталих газів, по-друге, вони в значній мірі наблизили до здійснення так вабливу для фізиків мрію про досягнення абсолютного нуля. / $-273^{\circ},1$ /. Послідуючи праці Камерлінга-Онеса привели його до нових успіхів, зокрема до одержання гелю в твердому стані /р.1911/; по останніх відомостях у біжучому році олаветному голандському вченому пощастило досягнути температур, менших ніж  $2^{\circ}$  по абсолютній шкалі /себ-то нижчих од  $-271^{\circ}$ /; таким чином ми є свідками того, як творча сила та упертість наукового генія наближує людскість до однієї з найбільших й найцікавіших таємниць природи.

Закінчуючи розгляд питання про скроплення газів, ми подаємо нижче таблицю НОРМАЛЬНИХ ТОЧОК КИПІННЯ /при атмосферному тисненні/ різних газів та їхніх ТОЧОК ТУЖАВІННЯ.

Назва газу	Нормальна точка кипіння	Точка тужавіння.
Амоняк ( $NH_3$ )	- 32,0	- 75,0
Хлор (Cl)	- 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
Гель (He)	-268,7	—

§ 94. Сучасна техніка використовує рідкі газы для досягнення низьких температур у так званих ХОЛОДИЛЬНИХ МАШИНАХ, що вживаються для виготовлення ШТУЧНОГО ЛЬОДУ. В цих машинах охолодження справляється парованням рідких газів, найчастіше АМОНЯКУ / $NH_3$ / та ЧОТИРИОКИСУ ВУГЛЕ-

ЦЯ /CO<sub>2</sub>/ 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. При праці компресора, що уявляє собою смоктально-стигмальною 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 переняється далі до конденсатора, який так само уявляє собою систему труб, уміщених до ванни з проточною холодною водою. В конденсаторі пара знову скропляється 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 пілковито 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 Łakrzewski. Zarys fizyki. 1921.  
 Н. Терзаус. Курс фізики. 1960.  
 А. Коффе. Лекции по молекулярной физике. 1919.  
 Кауфман. Общая и физическая химия.  
 В. Левіцький. Фізика. 1912.

На видання цього курсу даю свою згоду.

Серпня 25 дня, року 1923.

Лектор П. Мєсяцький.

„Зразки та першоджерела” видуть в найбільш  
 гошу часі окремим виданням.





3186280189

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.