

Ч. 62.

И. 4695 В

На правах рукопису
[53(02)]

Борис Лисянський

Лектор фізики Української Господарської Академії в Ч. С. Р.

**ЕЛЕМЕНТИ
Термодинамики**



1923

м. Подєбради

Видання „Видавничого Т-ва при Українській Господарській Академії“.

BORIS LYSSJANSKY.

Lecteur de physique à l'Académie Ukrainienne d'Économie rurale à Pödebrady pres de Prague.

ELEMENTS DE LA THERMODYNAMIQUE

БОРИС ЛИСЯНСЬКИЙ.

Лектор фізики Української Господарської Академії в Чехословацькій Республіці.

173377

ЕЛЕМЕНТИ ТЕРМОДИНАМІКИ

1923

Подобрани
Видавня „Вид. Т-ва при У.С.А.“

И. 4625β



Литограровано 150 нрм.

SLOVANSKÁ KNIHOVNA
3186262125



П Е Р Е Д М О В А .

В курсі фізики термодинаміка формально складає частину науки про тепло. Але при ширшому погляді на справу її слід уважати частиною Е Н Е Р Г Е Т И К И, що власне й з'являється символом цілої сучасної фізики. Енергія це той унікум, який в модерній фізиці репрезентує все і вся, поширюючи гегемонію свого пріоритету навіть на масу, себ - то на саму матерію. При такому погляді на термодинаміку, вага її, яко певного відділу теоретичної фізики, зростає значно. І ознайомлення з основними засадами цієї науки є важливим моментом на дорозі до створення укінченої уяви про життя всесвіту й зрозуміння провідних думок філософії природи.

З цих причин я рішив довше зупинитися на елементах термодинаміки й, виділивши їх з загального курсу науки про тепло, випустити окремим, відповідно поширеного розміру, виданням.

До програму Сільсько-Господарсько-Інженерного Відділу Української Господарської Академії термодинаміка увіходить яко окрема, самостійна дисципліна. Але там при її викладі буде звернено головну увагу з одного боку на ширше пристосовання вищого математичного аналізу, з другого боку на ту частину нашої дисципліни, що дістає назву ТЕРМОДИНАМІКИ ПРАКТИЧНОЇ.

Моя праця не зачепає жадної з цих сфер й має обмежене, цілком своєрідне завдання. Викладаючи елементи термодинаміки не яко математик, не як інженер, а лише як ФІЗИК, я намагаюся з можливою докладністю /оскільки дозволяють обмежені розміри моєї праці/ освітити ті ФІЗИЧНІ ОС-

II.

НОВИ ТЕРМОДИНАМИКИ, без засвоєння яких не можливо глибше розуміння рівноманітних тверджень та висновків цієї науки. Сподіваюся, що моя невеличка праця сприятиме піднесенню загального наукового розвитку моїх дорогих слухачів і де-яким з них полекшить свого часу засвоєння термодинамики.

Обставини не дозволили мені опрацювати "Елементи термодинамики" так, як мені того б хотілось. Але це не зупинило мене перед випуском моєї праці, бо з одного боку я принципово вважаю, що в сучасних умовах усякий найменший внесок до української наукової літератури означає собою великий плюс і йде на реальний актив нашої національної справи, з другого боку в своїй діяльності я звик триматися гасла: *Feci quod potui, faciant meliora potentes.*

5. IX. - 23.

Б. Л.

Елементи Термодинамики.

РОЗДІЛ ПЕРШИЙ.

ПЕРША ТЕРМОДИНАМІЧНА ЗАСАДА.

§ I. Розглядаючи в загальному курсі фізики різні теплові з'явища й досліджуючи їхній перебіг, ми не порушували там одного важливого питання, а саме питання про те ЗВІДКИ БЕРЕТЬСЯ ТЕПЛОВА ЕНЕРГІЯ І ЯК-САМЕ ВОНА ПОВСТАЄ. В питанні про природу тепла наукова думка довгий час стояла на ґрунті поглядів БЛЕКА (*Black*), англійського ученого XVIII століття /1728-1799/, який вважав, що тепло уявляє собою особливу течу "ФЛЮІД", названу їм КАЛОРИКОМ або ТЕПЛЕЦЕМ; присутністю останнього в більшій або меншій кількості в даному тілі й визначається, на погляд Блека, тепловий стан цього тіла. Зміною кількості присутнього в тілі теплеця Блекова флюїдарна теорія пояснювала всі теплові процеси, як то зміну температури тіла, стану його скупності, тепловий розшир і т.д.

Серед прихильників цієї теорії ми знаходимо низку славетних імен, як наприклад ЛЕОНАРДО-да ВИНЧИ /1432-1519/, ПАПІН (*Papin*, 1647-1712), ІВАН БЕРНУЛІ (*J. Bernoulli*, 1667-1748) й инш.

Панування в науці флюїдарної теорії

тривало аж доти, поки року 1799 граф РУМФОРД /*Rumford*, 1758-1814/ не звернув належної уваги на той, давно відомий факт, що ТЕПЛО ЗАВЖЕ ТОВАРИШУЄ МЕХАНІЧНІЙ ПРАЦІ. Тепло завжди виявляє себе там, де є якийсь РУХ, себ-то там, де ті або інші сили ДОВЕРШУЮТЬ МЕХАНІЧНУ ПРАЦЮ. Повстання тепла з механічної праці Румфорд спостеріг уперше при свердленні гармат; пізніше він поставив у Монахійському арсеналі спеціальний досвід, яким довів, що при названому процесі металевий свердло нагрівається настільки, що коштом витвореного при цьому тепла можна довести до кипіння воду /вода закипала при цьому, за 2 год. 20 хвилин/.

Того ж /1799/ року англійський фізик ДЕВИ /*Devi*, 1778-1829/ перевів цікавий досвід, при якому два кавалки льоду, температура котрих виносила -20° , починала растоплюватися, коли їх довгий час потирали один о другий.

Доверження будь-якої праці завжди є вислідом відповідної ЗАТРАТИ МЕХАНІЧНОЇ ЕНЕРГІЇ. А через те, спираючись на наведене вище, ми дорогою безпосередніх логічних міркувань приходимо до наступного важливого висновку: ВИСЛІДОМ ЗАТРАТИ МЕХАНІЧНОЇ ЕНЕРГІЇ ЗАВЖДИ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ВИТВОРЕННЯ ТЕПЛА. Але енергія є тим, що завше лишається самим собою, ЗМІНЮЮЧИ ЛИШЕ при певних умовах СВОЮ ФОРМУ. Таким чином, простуючи далі дорогою логічних міркувань, ми приходимо до нового важливого висновку: ТЕПЛО Є ФОРМА ЕНЕРГІЇ, В ЯКУ МОЖУТЬ ПЕРЕТВОРЮВАТИСЬ ІНШІ ЇЇ ФОРМИ, З ОКРЕМА ФОРМА МЕХАНІЧНА.

Та галузь людського знання, що займається дослідженням процесів перетворення механічної праці в тепло та навпаки тепла в працю і встановлює співвідношення по-між двома названими видами енергії, називається ТЕРМОДИНАМІКОЮ. В основу термодинамики покладено де-кілька первісних тверджень, що відіграють ролю імперативних ПОСТУЛАТІВ і мають назву ТЕРМОДИНАМІЧНИХ ЗАСАД. Такі засади, спираючись на дані широкого досвіду, уявляють собою УНІВЕРСАЛЬНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ НАЙЗАГАЛЬНІШОГО ЗМІСТУ, що поширюються на

всі без винятку процеси природи. Витворення їх є безпосереднім вислідом остільки натурального й характерного для людського розуму прагнення упорядкувати, систематизувати й об'єднати по-між собою числені й безмежно-різноманітні прояви життя природи. До встановлення термодинамічних засад приводить нас уважний аналіз внутрішньої сторони різних життєвих процесів. Термодинамічні засади, поруч з такою загальною закономірністю, як ЗАСАДА ЗБЕРЕЖЕННЯ ЕНЕРГІЇ, складають правдиву основу життя природи й окреслюють основний напрямок, протидію думку останнього. В цьому величезне філософсько-метафізичне значіння основних тверджень термодинаміки, в цьому їх виключна вага та сила.

Згадані вище ідеї що-до внутрішньої природи тепла, до правдивого зрозуміння яких прийшов свого часу Румфорд, не знайшли одначе відразу поширення й лишалися без уваги тогочасних наукових кол протягом цілої чвертини століття, аж поки з новою силою не повстали в праці французького інженера КАРНО /*Sadi Carnot*, 1796-1832/; названа праця вийшла в світ року 1824 і мала наголовок: *Réflexions sur la puissance motrice de feu et sur les machines propres à développer cette puissance.*

Міркування про рухову здібність вогню та про властиві машини до виявлення цієї здібності/. До повного, укінченого зрозуміння й докладного окреслення наведеної вище засади спорідненості механічної праці та тепла й закономірного переходу енергії механічної в енергію теплову і навпаки вперше підійшов року 1842 німецький лікарь РОБЕРТ МАЙЕР /*Robert Mayer*, 1814-1878/.

Останній, виходячи з засади: "*causa aequat effectum*" і будучи переконаним, що ле між механічною працею та витвореним нею теплом існує сталі співвідношення, зробив першу спробу обчислення цієї величини, яку ми нині називаємо механічним еквівалентом тепла. Ознайомимося з ідеєю Майєрового досвіду. Уявимо собі /рис. I/ замкнений в од-

яого боку циліндр A , в якому ходить смок s . Поле поверхні останнього нехай вносить I квадративий метр. Хай далі маса воздуху, що міститься під смоком у циліндрі є рівною m кілограм. а тиснення під яким перебуває воздух вносить p / це тиснення складатиметься з тягару самого смоку та тиснення атмосферного/. Нехай первісна абсолютна температура воздуху є T_1 . Для того, щоби ПІД ТИМ ЖЕ ТИСНЕННЯМ p ogrіти дану масу воздуху до температури T_2 ($T_2 > T_1$), необхідно затратити кількість тепла:

$$Q = m c_p (T_2 - T_1) \dots /1/$$

Рис. 1.

Видімо, що при названих умовах ogrівання воздуху ($p = \text{const}$)

обсяг газу мав збільшитися від первісної величини V_1 до більшої величини V_2 , а смок s піднятися при цьому на певну висоту h й заняти нове положення s_1 .

Як що би той же процес ogrіття воздуху було переведено ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ /через відповідне збільшення тиснення/ то при цьому довелось би вужити трохи иншу кількість тепла, а саме:

$$Q' = m c_v (T_2 - T_1) \dots /2/$$

Величина Q' є меншою від величини Q , бо як нам відомо c_v є меншим од c_p .

Різниця поміж двома названими величинами: $q = Q - Q' = m(c_p - c_v)(T_2 - T_1) =$

$$= m(c_p - c_v) \Delta T \dots /3/$$

визначить собою ту кількість теплової енергії, яка перетворилася в енергію механічну й пішла на працю збільшення обсягу газу на величину $\Delta V = V_2 - V_1$

Названа праця L визначається виразом
$$L = \rho \cdot h \dots \dots \dots /4/$$

Але на основі виразу: $\Delta v = h \cdot 1 = h \dots \dots \dots /5/$

взір /4/ можемо переписати так:
$$L = \rho \cdot \Delta v \dots \dots \dots /6/$$

З цього взору на основі рівняння стану газів: $\rho v = m R T$ дістанемо для величини L такий остаточний вираз:
$$L = m \cdot R \cdot \Delta T \dots \dots \dots /7/$$

Як що стали відношення механічної праці до витвореного нею тепла зазначимо через γ , себ-то покладемо

$$\frac{L}{q} = \gamma, \quad \text{або } L = \gamma q \dots \dots \dots /8/$$

то вирази /7/ та /3/ дадуть нам:

$$m R \cdot \Delta T = m \gamma (c_p - c_v) \Delta T;$$

звідкижя $\gamma = \frac{R}{c_p - c_v} \dots \dots \dots /9/$

Обчисливши величину R зі взору

$$R = \frac{\rho_0 v_0}{T_0} \dots \dots \dots /10/$$

і взявши належні вартости величин c_p та c_v , зможемо знайти вартість МЕХАНІЧНОГО ЕКВІВАЛЕНТА ТЕПЛА

Метода Роберта Майера, дуже цікава й важлива з погляду теоретичного, на практиці не може привести до задовольняючих вислідів, бо ховає в собі певну виразну хибу. Річ у тому, що наведені вище теоретичні міркування зберігають повну свою силу ЛИШЕ ДЛЯ ГАЗУ ІДЕАЛЬНОГО, ПО-МІЖ МОЛЕКУЛАМИ ЯКОГО НЕ ІСТНУЄ АКЦІЇ ПРИТЯГАЛЬНИХ СИЛ. В дійсности молекули НАТУРАЛЬНИХ ГАЗІВ підпадають як раз цієї акції і вислідом її є відоме нам в курсу фізики /Част.ІІІ, § 24/ "внутрішнє тиснення". А через те взір /9/ може вважатися лише за ПРИБЛИЗНИЙ, на основі якого ме-

ханичний еквівалент тепла докладно обчислити не можна.

Точні поміри величини J вперше перевели англійський броварник ДЖЕМС ПРЕСКОТ ДЖУЛЬ /James Prescott Joule, 1843/, а після того ГІРН /Hirn, 1858/.

Методи, з яких користали названі дослідувачі, нам уже відомі, їх викладено вже було в чотому курсі /Част. I, § 66/ і повторювати їх ми тут не будемо. Нагадаємо лише, що новітні поміри, переведені по цим методам /з де-якими технічними удосконаленнями/ дають для механичного еквівалента тепла наступну вартість:

$$J = 427,1 \frac{\text{кг. - метр}}{\text{велика калорія}} = 4,188 \cdot 10^7 \frac{\text{ерг}}{\text{мала калорія}} = 4,188 \cdot \frac{\text{Джюль}}{\text{мала калорія}}$$

Для величини відворотній J , що може бути названа ТЕПЛОВИМ ЕКВІВАЛЕНТОМ МЕХАНИЧНОЇ ПРАЦІ ($A = 1/J$) ДІСТАЄМО НАСТУПНУ ВАРТІСТЬ:

$$A = 0,23865 \cdot 10^{-7} \frac{\text{мал. кал.}}{\text{ерг}} = 0,23865 \cdot \frac{\text{мал. кал.}}{\text{Джюль}}$$

§ 2. Згадані вище історичні досвіди Майера, Джуля та Гірна привели свого часу до встановлення величезної ваги твердження, що має назву ЗАСАДИ ЕКВІВАЛЕНТНОСТІ МЕХАНИЧНОЇ ПРАЦІ ТА ТЕПЛА або ПЕРШОЇ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ ЗАСАДИ. Найбільш загальною остання може бути сформульована так:

ЯК ШО МЕХАНИЧНА ПРАЦЯ ПОВНІСТЮ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В ТЕПЛО І ПЕРЕХІД ЇЇ В БУДЬ-ЯКІ ІНШІ ФОРМИ ЕНЕРГІЇ МІСЦЯ НЕ МАЄ, ТО СТОСУНОК ДОВЕРШЕНОЇ ПРАЦІ ДО ВИТВОРЕНОГО НЕЮ ТЕПЛА ТВОРИТЬ СОБОЮ СТАЛУ ВЕЛИЧИНУ, ШО МАЄ НАЗВУ МЕХАНИЧНОГО ЕКВІВАЛЕНТА ТЕПЛА.

Визнаючи правдивість наведеного твердження, ми маємо *а priori* узнати правдивим також друге твердження, а саме:

ЯК ШО ТЕПЛО ПОВНІСТЮ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ І ПЕРЕХІД ЙОГО В БУДЬ-ЯКІ ІНШІ ФОРМИ ЕНЕРГІЇ МІСЦЯ НЕ МАЄ, ТО СТОСУНОК КІЛЬКОСТІ ТЕПЛА ДО КІЛЬКОСТІ ВИТВОРЕНОЇ НИМ МЕХАНИЧНОЇ ПРАЦІ ТВОРИТЬ СОБОЮ

СТАЛУ ВЕЛИЧИНУ, ЩО МАЄ НАЗВУ ТЕПЛОВОГО ЕКВІВАЛЕНТУ МЕХАНІЧНОЇ ПРАЦІ.

Таким чином коли γ є кількість кілограмметрів зусилля на довершення де-якої механічної праці /поборення опорів/, а q - означає кількість калорій /великих/, витворених при цьому процесі, то величини та будуть звязані по-між собою рівнянням:

$$\gamma = \gamma q \dots \dots \dots /II/$$

де γ є механічний еквівалент тепла.

Як що навпаки до теплової машини, яка перетворює тепло в механічну працю, допроваджено q' калорій /великих/ тепла, що дали γ' кілограмметрів механічної праці, то величини q' та γ' звязані будуть подібною ж залежністю.

$$q' = A \gamma' \dots \dots \dots /I2/$$

що також може бути поданим у такому вигляді:

$$\gamma' = \gamma q' \dots \dots \dots /I3/$$

Як що у виразах /II/ та /I3/ покладемо $q=1$, $q'=1$, то дістанемо: $\gamma = \gamma$; $\gamma = \gamma'$;

себ-то МЕХАНІЧНИЙ ЕКВІВАЛЕНТ ОДНІЄЇ КАЛОРИЇ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТУ ПРАЦЮ, ЯКА ЦЮ КАЛОРИЮ ВИТВОРИЄ, АБО ТУ ПРАЦЮ В ЯКУ ВОНА ПЕРЕХОДИТЬ.

§ 3. Вже досвіди Р.Майєра, Джуля та Гирна служать добрими ілюстраціями еквівалентного переходу механічної праці в тепло. Таких ілюстрацій можна вишукати немало. Ми зупинимось тут на найцікавішій з них, звязаній з акцією сил електричності. За поміччу системи зубчаток /рис.2/ приводиться в швидкий оборотовий рух мідяний диск A , що міститься по-між бігунами N та S сильного електромагніта. При таких умовах в масі диску A виникають замкнуті електричні токи, які відомі в науці під назвою ТОКІВ ФУКО. З причини мінімального опору такі токи набирають значної сили, а через те по

закону Ленца дають і значний тепловий ефект. Таким чином механічна праця, зужита на приведення в рух мідяного диску, кінець кінцем обертається в тепло. Електрична енергія в формі токів Фуко з'являється в цьому разі

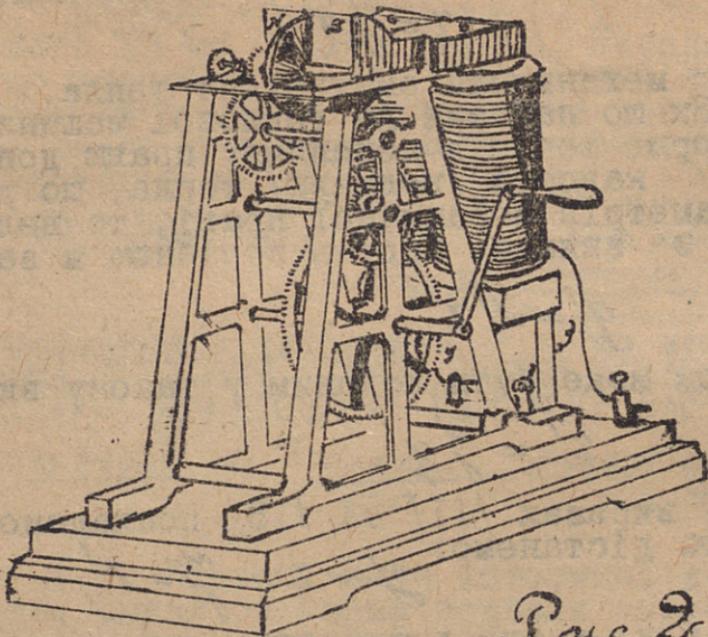


Рис 2.

лише проміжним етапом у процесі переходу в тепло механічної праці. Помір співвідношення по-між величиною названої праці та кількістю тепла, що повстало в масі диску, дає знову таки число близьке до 427.

§ 4. Як що якась матеріальна система зазнає тих або інших змін під впливом ЗОВНІШНІХ СИЛ, що діють на цю систему і довершують при тому певну працю, то така праця дістає назву ПРАЦІ ЗОВНІШНЬОЇ. Під впливом акції зовнішніх сил узяке матеріальне тіло змінює свій обсяг; в особливій мірі це стосується тіл газових, обсяг яких у великій мірі залежить від ЗОВНІШНЬОГО ТИСКЕННЯ. Кожного разу, коли зовнішні сили довершують працю, обсяг газу маліє і навпаки зростає; тоді, коли, поборюючи акцію названих сил, до-

вершуть працю ВНУТРІШНІ пруживі сили газу. Нехай якесь матеріальне тіло має обсяг γ /рис.3/, обмежений поверхнею S . Уважати-

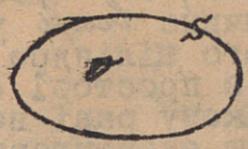
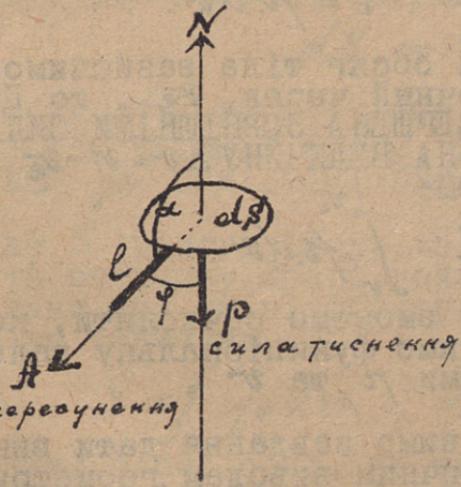


Рис. 3.

мемо, що зовнішні сили, які діють на наше тіло, справляють на поверхню останнього тиснення, що для всіх елементів поверхні S зберігає все ту ж вартість і в усіх точках її має нормальний до неї напрямок. Завначимо величину названого тиснення через p .

Розглянемо елемент нашої поверхні ds . Нехай N /рис.4/ означає додатний напрямок нормалі до

Нормаль.



Напрямок пересування

поверхні. /себто напрямок, що йде знутри тіла на зовні/. Нехай далі під впливом сили p , що діє вздовж нормалі, в напрямку протилежному N елемент ds в процесі зменшення обсягу тіла відбуде певне елементарне пересування l . З причини невзначности останнього ми без помітної помилки можемо

Рис. 4.

прийняти його за пересування ПРОСТОЛІНІЙНЕ. Тоді величина елементарної праці z , довершеної силою p , окреслиться виразом:

$$z = ds \cdot p \cdot l \cdot \cos \varphi \dots \dots \dots /14/$$

де φ є кут поміж напрямком діяння сили p та напрямком пересування l . Завначимо

x/ Величина p уявляє собою те тиснення,

кут по-між напрямком пересунення та додатним напрямком нормалі через α . Тоді матимемо: $\alpha + \varphi = \pi$; а через те вираз /14/ переписеться так:

$$z = ds \rho \ell \cos(\pi - \alpha) = -ds \rho \ell \cos \alpha \quad /15/$$

Не трудно зрозуміти, що величина $\ell \cos \alpha$ уявляє собою висоту елементарного циліндра, витвореного при пересуненні в просторі елемента поверхні ds . А в такому разі величина $ds \ell \cos \alpha$ окреслює собою елементарну зміну dv обсягу тіла при пересуненні під діянням сили ρ елементу ds . Знак $-$, який ми маємо у вворі /15/, показує на те, що названа зміна спрямована до зменшення цілого обсягу v нашого тіла. Отже величина елементарної праці, довершеної силою ρ , ви значиться виразом:

$$z = \rho \cdot dv \quad \dots \dots \dots /16/$$

Як що первісний обсяг тіла зазначимо через v_1 , а остаточний через v_2 , то ЦІЛА ПРАЦЯ R ДОВЕРШЕНА ЗОВНІШНІМИ СИЛАМИ ПРИ СТИСНЕННІ ТІЛА НА ВЕЛИЧИНУ $\Delta v = v_1 - v_2$, ВИЗНАЧИТЬСЯ ВИРАЗОМ:

$$R = \int_{v_1}^{v_2} \rho \cdot dv \quad \dots \dots \dots /17/$$

Цей інтеграл ми зможемо обчислити, коли на досвіді встановимо функціональну залежність по-між величинами ρ та v .

§ 5. Поставимо завдання дати викладеним вище аналітичним виводам геометричну інтерпретацію. Для цього возьмемо /рис.5/ дві координатні осі й одну з них приймемо за ВІСЬ ОБСЯГІВ, а другу за ВІСЬ СТИСНЕНЬ. Тоді КОЖДОМУ СТАНУ ТІЛА ВІДПОВІДАТИМЕ ПАРА ПЕВНИХ ВАРТОСТЕЙ ВЕЛИЧИН ρ ТА v , А ЧЕРЕЗ ТЕ Й ПЕВНА ТОЧКА ПЛОЩІ ρv . Тягла сукупність таких точок, узятих для всіх можливих вартостей величин ρ та v , дасть певну криву, яку ми назовемо КРИВОЮ СТАНУ даного тіла, або коротко ЦИКЛОМ. Нехай точка M , кривої AB має координати v та ρ .

яке припадає на ОДИНИЦЮ ПОЛЯ поверхні; а на площинку, поле якої вносить ds принадаєтме $\rho \cdot ds$.

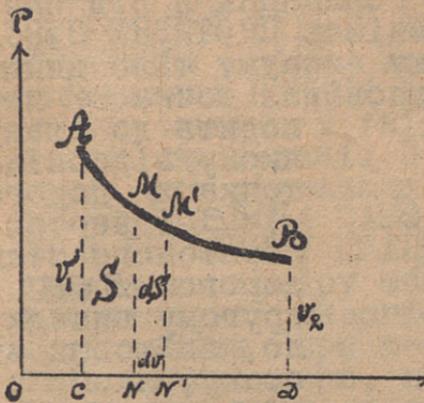


Рис. 5.

Розглядатимемо поле фігури, обмеженої кривою AB , далі ординатами початкової A та ще якоїсь M її точок і нарешті вісь обсягів. Як що обсяг v змінимо на величину dv , то поле S згаданої вище фігури зміниться на величину

$$dS = p \cdot dv \quad /18/$$

Порівнюючи цей взір зі взором /16/ дістаємо:

$$dS = v \quad /19/$$

себ-то поле dS ЕЛЕМЕНТАРНОЇ ФІГУРИ $MM'K'K$ ВИЗНАЧАЄ ЕЛЕМЕНТАРНУ ПРАЦЮ, ДОВЕРШЕНУ ЗОВНІШНЬОЮ СИЛОЮ p ПРИ ЗМІНІ ОБСЯГУ НА ВЕЛИЧИНУ dv

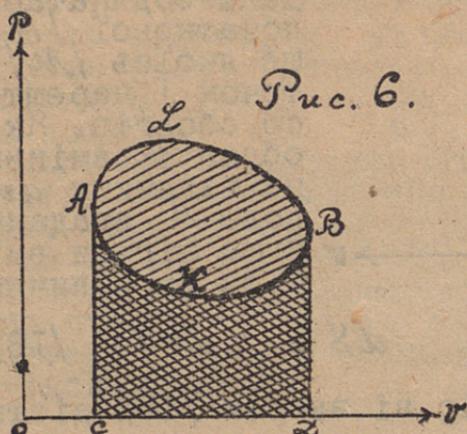
Поле S цілого циклу, себ то фігури $ABOC$ визначить величину праці, довершеної зовнішніми силами при зміні обсягу тіла з величини v_1 до величини v_2 :

$$S = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = R \dots \quad /20/$$

Уявимо тепер собі, що тіло, вазнавши певних змін, під кінець процесу вернуло до первісного стану, так що кінцеві вартости величин v та p з в точности рівними їхнім вартостям первісним. У такому разі крива стану замкнеться /рис.6/ й ми дістанемо т. зв. ЗАМКНЕНИЙ ЦИКЛ. Умовимось величину зовнішньої праці, мірою якої є поле циклу, вважати ДОДАТНОЮ, коли цикл має напрямність

x/ Згідно ухвалі Термінологічної Комісії при С.Г.-Інженірному Відділі Української Господарської Академії, термін НАПРЯМНІСТЬ відповідає французському "sens" /у відміну від

ЗГІДНУ ЗІ СТРІЛКОЮ ГОДИННИКА І ВІД'ЕМНОЮ, КОЛИ ВІН МАЄ НАПРЯМНІСТЬ ПРОТИВНУ СТРІЛКІ ГОДИННИКА. В першому випадку тіло вийшовши зі стану, якому відповідає точка A пере-



ходить до стану, якому відповідає точка B дорогою $АВ$ і вертає до первісного стану дорогою $ВКА$. В другому випадку тіло, вийшовши зі стану, якому відповідає точка A , переходить до стану, якому відповідає точка B , дорогою $АКВ$ і вертає до первісного стану

дорогою $ВКА$.

Праці, довершені в цих випадках при переході від однієї з крайніх точок A та B до другої будуть рівні по абсолютних вартостях і протилежні по знаках. Справді, в першому випадку поле цілого циклу $АВКА$ визначиться сумою цілків: фігури $САВД$, взятого зі знаком $+$ та фігури $ДВКАС$, взятого теж зі знаком $+$. У другому випадку поле циклу визначиться сумою цілків: фігури $САКВД$, узятото зі знаком $-$ та фігури $ДВКАС$, взятого теж зі знаком $-$. Отже бачимо, що дійсно величини праць, довершених зовнішніми силами на двох однакових замкнених циклах протилежних напрямностей є рівні по абсолютній вартості й протилежні по знаках.

§ 6. До цього часу ми встигли розглянути лише ті досвіди, що з'являються експериментальним ствердженням першої термодинамічної засади ПРИ ПЕРЕХОДІ МЕХАНІЧНОЇ ПРАЦІ В ТЕПЛО. Зупинимось тепер на тих досвідах, що подають експериментальне ствердження НАПРЯМКУ, що відповідає вранцузському "direction".

ження правдивості першої термодинамічної засади ПРИ ВІДВОРОТНОМУ ПЕРЕХОДІ ТЕПЛА В МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ. Такі досвіди вперше були поставлені ГИРНЮМ *[Hirn]*, який переводив їх над машинами /від 100 до 200 НР./ баво-вняної прядильні. З загальної кількості тепла, що діставала машина, одну частину ПОГЛИНАЛА ВОНА САМА, а друга ПЕРЕТВОРЮВАЛА-СЯ В МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ. Завдання досвіду зводилося до поміру обох названих частин зужи-тої теплової енергії. При зрегульованому ході машини Гирн переводив поміри маси тієї порції пари, що поступала кожного ра-ву до циліндру, а також температури ϑ ос-танняї.

Кількість тепла q , абсорбованого машиною при проходженні через неї одного кілограму пари, Гирн обраховував на основі даного Реню ввору:

$$q = 606,5 + 0,305 \vartheta - t; \dots \quad |21|$$

де t є температура холодильника, в якому відбувається конденсація пари.

Щоби визначити кількість тепла q' , яка переходила до холодильника, Гирн міряв масу m' тієї води, що доводилось на про-тязі цілого досвіду ввести до холодильника для піддержання його при сталій температу-рі t , та температуру цієї води τ . Тоді величина q' знаходилася в виразу

$$q' = m'(t - \tau); \dots \quad |22|$$

Вводючи відповідні поправки на страту теп-ла через теплопровідність та воздушну кон-векцію, Гирн знайшов, що стосунок витворе-ної машиною механічної праці до зужитої те-плової енергії визначається числом, що ле-жить в межах від 420 до 432. Таким чином бачимо, що засада еквивалентности зберігає свою силу й при переході тепла в механічну працю.

§ 7. До поміру механічного еквивален-ту тепла при переході останнього в механіч-ну працю можна було би підійти дорогою сле-

ціального досвіду, переведеного на газом, фізичні властивості якого є докладно відомі.

Уявимо собі, що до циліндру, закритого з одного боку дном, а з другого рухомим смоком, уміщено 1 кілограм даного газу; нехай v_1 , p_1 та t_1 означають відповідно його обсяг, тиснення та температуру. Точка площі $p_1 v_1$, (рис. 7) яка відповідає цьому

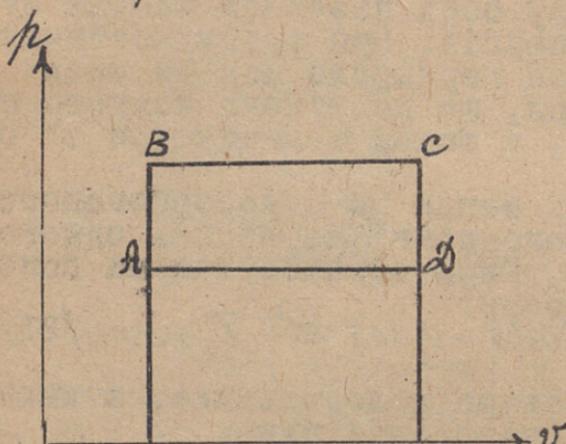


Рис. 7.

стану газу нехай буде A .

Піддамо тепер масу нашого газу наступним змінам.

I. ЛИШАЮЧИ СТАЛИМ ОБСЯГ ПІДНЕСЕМО ТЕМПЕРАТУРУ ГАЗА З t_1 ДО t_2 ; ВІДПОВІДНО ДО ЦЬОГО ЗРОСТЕ ЙОГО ВНУТРІШНЯ ПРУЖИВІСТЬ, А ЧЕРЕЗ ТЕ Й ЗОВНІШНЄ ТИСНЕННЯ З p_1 ДО p_2 .

Цілу таку зміну ми зможемо символічно зазначити так:

$$I. \left\{ \begin{array}{l} v_1 = \text{const} \\ t_1 \rightarrow t_2 \\ p_1 \rightarrow p_2 \end{array} \right. \quad |23|$$

Цьому стану на площі $p v$ відповідатиме точка B .

II. ЛИШАЮЧИ СТАЛИМ ТИСНЕННЯ, ОГРІМО ГАЗ ДАЛІ - ВІД ТЕМПЕРАТУРИ t_2 ДО ТЕМПЕРАТУРИ t_3 . Тоді обсяг його зросте з величини v_1 до величини v_2 . Названі зміни зможемо окреслити так:

$$II. \left\{ \begin{array}{l} p_2 = \text{const.} \\ t_2 \rightarrow t_3 \\ v_1 \rightarrow v_2 \end{array} \right. \quad |24|$$

Такому стану відповідатиме на площі $p v$

точка *C*

III. ДИШАЮЧИ СТАЛИМ ОБСЯГ, охоло-
димо газ до такої міри, щоб тиснення на-
було первісної вартості p_1 ; тоді тем-
пература газу виновитиме t_4

Такі зміни окресляться наступним
чином:

$$\left. \begin{array}{l} v_2 = \text{Const.} \\ t_3 \rightarrow t_4 \\ p_2 \rightarrow p_1 \end{array} \right\} \dots \dots \dots /25/$$

Такому стану відповідатиме на пло-
щі *pv* точка *D*

IV. ДИШАЮЧИ СТАЛИМ ТИСНЕННЯ, охоло-
димо газ остільки, щоб він вернув до пер-
вісного обсягу v_1 ; температура його кри-
цьому внизиться до t_1

Названі зміни окресляться так:

$$\left. \begin{array}{l} p_1 = \text{Const.} \\ t_4 \rightarrow t_1 \\ v_2 \rightarrow v_1 \end{array} \right\} \dots \dots \dots /26/$$

Як бачимо газ вернув до свого пер-
вісного стану, якому відповідає на площі
pv точка *A*.

Цілий наш процес окреслюється пря-
мокутною діаграмою рис. 7. Останню дав сво-
го часу Клапейрон *Клапейрон*; а че-
рез те цей процес дістає назву ПРЯМОКУТНО-
ГО КЛАПЕЙРОНОВОГО ЦИКЛУ

Зазначимо через C_p та C_v питомі
теплзобірності тіла при сталому тисненні
та при сталому обсяві. Тоді кількості теп-
ла, які дістав газ у чотирьох окреслених
вище стадіях циклу, визначаються відповід-
но:

$$\left. \begin{array}{l} q_1 = C_v(t_2 - t_1) \\ q_2 = C_p(t_3 - t_2) \\ q_3 = -C_v(t_3 - t_4) \\ q_4 = -C_p(t_4 - t_1) \end{array} \right\} \dots \dots \dots /27/$$

Дві перші з цих величин мають ДОДАТНУ
вартість, бо при переході від *A* до *B*
від *B* до *C* газ ОГРІВАВСЯ, себ-то діс-
тавав тепло ві зовні; дві останні величи-

ни мають від'ємну вартість, бо при переході від C до D та від D до A газ охолоджувався, себ-то віддавав своє тепло назовні. Загальна кількість тепла Q , яку газ дістав на протязі цілого процесу, визначається виразом:

$$Q = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 = (C_p - C_v)(t_1 - t_2 + t_3 - t_4) \dots /28/$$

На основі закону Маріота-Гей-Люсака ми можемо написати:

$$p_0 v_0 = \frac{p_1 v_1}{1 + dt_1} = \frac{p_2 v_1}{1 + dt_2} = \frac{p_2 v_2}{1 + dt_3} = \frac{p_1 v_2}{1 + dt_4} \dots /29/$$

А звідсиля можемо мати:

$$p_0 v_0 = \frac{p_1 (v_1 - v_2)}{dt_1 - dt_4} = \frac{p_2 (v_1 - v_2)}{dt_2 - dt_3};$$

що знову можна переписати так:

$$p_0 v_0 = \frac{(p_1 - p_2)(v_1 - v_2)}{d(t_1 - t_2 + t_3 - t_4)} \dots /30/$$

Величин $p_1 - p_2 = \Delta p$ означає зміну тиску на протязі нашого пікду, величина $v_1 - v_2 = \Delta v$ означає так само зміну об'єму газу. Добуток цих величин $\Delta p \Delta v = R$ надає нам величину зовнішньої праці даного пікду. Через те вираз /30/ можемо переписати:

$$p_0 v_0 = \frac{R}{d(t_1 - t_2 + t_3 - t_4)} \dots /31/$$

звідкиля:

$$R = p_0 v_0 d(t_1 - t_2 + t_3 - t_4) \dots /32/$$

З виразів /28/ та /32/ дістаємо:

$$\eta = \frac{R}{Q} = \frac{p_0 v_0 d}{C_p - C_v} \dots /33/$$

Як що переводитимемо досвід з воздухом при нормальному тисненні і для стосунку C_p/C_v

візьмемо вартість, обчислену РЕНТГЕНОМ /Rönt-

gen 1: $C_p/C_v = 1,4053$, то для величини γ
дістанемо вартість: $\gamma = 428 \frac{\text{кр.м.}}{\text{в. кад.}}$

17337
§ 8. Здібність тіла довершувати працю залежить від низки відповідних чинників /ними є наприклад тьгар тіла, висота піднесення його над поверхнею Землі, пруживість, тепловий, електричний стан і инш./ Названі чинники відіграють ролю ПАРАМЕТРІВ^x), од вартості яких залежить змінна величина ВНУТРІШНЬОЇ ЕНЕРГІЇ даного тіла. При зміні хоча би одного зі згаданих параметрів зазнає відповідної зміни і внутрішня енергія тіла. Таку зміну ми можемо визначити дорогою спостережень як над самим тілом, так і над иншими фізичними тілами, що знаходяться під його впливом.

Цілий попередній виклад приводить нас до зрозуміння того основного факту, що ВНУТРІШНЯ ЕНЕРГІЯ СИСТЕМИ ЗРОСТАЄ В ТОМУ РАЗІ, КОЛИ ЗОВНІШНІ СИЛИ ДОВЕРШУЮТЬ НА НЕЇ ПРАЦЮ, АБО КОЛИ ДО НЕЇ НАДХОДИТЬ ЗІ ЗОВНІ ТЕПЛО і що навпаки ЕНЕРГІЯ СИСТЕМИ МАЛІЄ, КОЛИ ВОНА ДОВЕРШУЄ ПРАЦЮ САМА /СУПРОТИ ЗОВНІШНІХ СИЛ/ АБО КОЛИ ВОНА СВОЄ ТЕПЛО ВІДДАЄ НА ЗОВНІ. При цьому не з'являється конче потрібним, щоби внаутрі системи енергія перебувала в тому самому вигляді, в якому вона надійшла до тіла; ЗАСАДА ЗБЕРЕЖЕННЯ ЕНЕРГІЇ, що є кутнім камінем цілого нашого наукового світогляду, вимагає лише того, щоби при названих умовах загальний приріст енергії або загальна страта енергії системи на протязі певного процесу рівнялися сумі затрачених або здобутих механичних праць та витворених

x/ ПАРАМЕТРАМИ називаються такі величини, які по природі своїй з'являються величинами ЗМІННИМИ, одначе при певних умовах можуть зберігати СТАЛУ вартість.

або зужитих кількостей тепла. Отже як що через ϵ_0 та ϵ_1 ми вазначимо ті кількості внутрішньої енергії, що їх система мала ПЕРЕД початком процесу /в первісному своєму стані/ та ПІСЛЯ його закінчення /в кінцевому своєму стані/, а через L та Q вазначимо кількості механічної праці та теплової енергії, які виявили себе під час перебігу процесу, та як що нарешті умовимося дві останні величини вважати додатними чи від'ємними відповідно до того, надходять вони до системи чи від неї відбираються, - цілий процес наш дістане таке символічне окреслення:

$$\epsilon_1 - \epsilon_0 = L + \gamma Q \quad /34/$$

себ-то ЗРІСТ ВНУТРІШНЬОЇ ЕНЕРГІЇ СИСТЕМИ ВИЗНАЧАЄТЬСЯ СУМОЮ МЕХАНІЧНОЇ ПРАЦІ, ДОВЕРШЕНОЇ ЗОВНІШНІМИ СИЛАМИ ТА ТЕПЛА, ПОВРАНОГО СИСТЕМОЮ ВІД ЗОВНІШНЬОГО ОТОЧЕННЯ /величина Q помножена на γ для того, щоби кількість теплової енергії виразити в загальних одиницях енергії механічної/.

Взір /34/ уявляє собою МАТЕМАТИЧНИЙ ВИСЛІВ ПЕРШОЇ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ ЗАСАДИ.

Узято собі, що наша система, зазнавши низки змін і берешовши через рдн станів, вернула до стану первісного, завершивши таким чином замкнений цикл. У таким разі енергія системи набула ту вартість, яку вона мала перед початком процесу. Отже маємо $\epsilon_1 = \epsilon_0$, на основі чого дістаємо:

$$L + \gamma Q = 0 \quad /35/$$

Таким чином маємо сказати, що в тому разі КОЛИ СИСТЕМА МАТЕРІАЛЬНИХ ТІЛ ЗАЗНАЛА ПЕВНИХ ЗМІН, У ВИСЛІД ЯКИХ ВОНА ВЕРНУЛА ДО ПЕРВІСНОГО СВОГО СТАНУ, - ПРАЦЯ ЗОВНІШНІХ СИЛ L ТА ТЕПЛО Q , ЯКЕ ЗДОБУЛА СИСТЕМА, ЗВ'ЯЗАНІ ПО МІЖ СОБОЮ ЗАЛЕЖНІСТЮ: $L + \gamma Q = 0$.

З виразу /35/ маємо:

$$\left. \begin{aligned} L &= -\gamma Q \\ \gamma Q &= -L \end{aligned} \right\} \quad /36/$$

або

Перший з цих взорів показує, що в то-

му разі, КОЛИ СИСТЕМА ДОБУЛА ЗІ ЗОВНІ ТЕПЛО Q ВОНА ПЕРЕТВОРИЛА ЙОГО В ЕКВІВАЛЕНТНУ МЕХАНІЧНУ ПРАЦЮ L , ЗВЕРНЕНУ НА ПОБОРЕННЯ АКЦІЇ ЗОВНІШНІХ СИЛ. Другий взір показує, що в тому разі, КОЛИ ЗОВНІШНІ СИЛИ ДОВЕРШИЛИ НА ТІЛІ ПРАЦЮ L , У ВИСЛІД ЇЇ ВНУТРИ ТІЛА ПОВСТАЛО ТЕПЛО Q .

До цього часу ми розглядали цикл КО-НЕЧНИХ розмірів. Як що би мали цикл БЕЗКО-НЕЧНО-МАЛИЙ, то основний взір /34/ змінив би відповідним чином свій вигляд. Тоді би ми мали:

$$dU = \Delta L + \gamma \Delta Q \dots \dots \dots /37/$$

де dU є диференціал величини U , що є функцією певних параметрів /наприклад $U = f(p, v)$ /, а ΔL та ΔQ означають відповідні елементарні зміни /не диференціали, бо L та Q не творять собою функцій параметрів/ величин L та Q .

Приріст енергії системи при переході її від стану первісного до стану кінцевого визначиться в цьому разі інтегралом:

$$\int dU = U_1 - U_0; \dots \dots \dots /38/$$

§ 9. Засада еквівалентности тепла та механічної праці є безпосереднім вислідом закону збереження енергії. Але разом з тим вона з'являється найліпшим доказом правдивости названого закону. І в історичному розвитку нашої науки ми бачимо, що як-раз встановлення засади еквівалентности тепла та механічної праці привело до встановлення засади збереження енергії в цілому. Дійсно, звертаючись до історичних фактів, ми бачимо, що з'явлення двох класичних праць Р. МАЙЕРА та ГЕЛЬМГОЛЬЦА /*Hermann von Helmholtz*, професор фізики та фізіології; 1821-1894/, які вперше окреслили основні підвалини засади збереження енергії /*R. Mayer*, "Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur". 1842. *H. v. Helmholtz*, "Über die Erhaltung der Kraft". 1847/ є безпосереднім вислідом переведених перед тим експериментальних досліджень Джуля, Гирна та

того ж Р. Майера. Таким чином праці названих дослідників по визначенню механічного еквіваленту тепла послужили імпульсом до вишукання більш загальної засади, що обіймала би собою не лише механічні та теплові, а й усі без винятку інші процеси природи. Так окреслюється в історичній перспективі шлях, який кінець кінцем привів Гельмгольца до сформулювання засади збереження "живої сили" в термінології його, або засади збереження енергії в термінології нашої сучасній.

Засаді збереження енергії ми надаємо широко-універсальний характер, підводячи під її чинність увесь всесвіт у цілому. Досвідна перевірка названої засади обмежена одначе, по умовах нашого існування, простором та часом. Своїми експериментальними засобами ми можемо оперувати лише в обмежених границях, що відповідають ультра-мінімальному елементу безмірного всесвіту і такому ж ультра-малому моменту часу. Одначе і в цих умовах основний закон природи надається до експериментальної його перевірки. З цією метою ми маємо лише вибрати для своїх спостережень таку систему матеріальних тіл, яка на тіла, що до неї не належать, жадним чином не впливає, рівним чином як і сама будь-яким впливом з боку названих тіл не підпадає. Таку систему ми назовемо СИСТЕМОЮ ІЗОЛОВАНОЮ або КОНСЕРВАТИВНОЮ. Консервативна система характеризується тим, що ЯКІБ ПРОЦЕСИ ВНУТРИ НЕЇ НЕ ВІДБУВАЛИСЯ І ЯКИМ БИ ЗМІНАМ НЕ ПІДПАДАЛА ЕНЕРГІЯ СКЛАДОВИХ ЕЛЕМЕНТІВ СИСТЕМИ, ЗАГАЛЬНА СУМА ЕНЕРГІЙ ЦИХ ЕЛЕМЕНТІВ, СЕБ-ТО ЕНЕРГІЯ ЦІЛОЇ СИСТЕМИ ЗАВЖЕ ЛИШАЄТЬСЯ НЕЗМІННОЮ. Таким чином ті перетворення енергії з однієї форми в інші форми і ті переходи її від одних тіл до других, якими характеризується кожний фізичний процес, на загальну величину енергії цілої системи НЕ ВПЛИВАЮТЬ.

Взявши на увагу, що наш всесвіт творить собою систему консервативну КЛАУЗИУС *Clausius* / прийшов / року 1847 / до нас-

тупного кардинальної ваги висновку: ЕНЕРГІЯ ВСЕСВІТУ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ С Т А Л У. Це твердження можемо вважати одним зі сформульовань закону збереження енергії.

До недавнього часу закон збереження енергії вважався за ОДИН З ДВОХ стовпів, на яких спочивала ціла будівля всесвіту. Роллю другого з названих стовпів відігравав ЗАКОН ЗБЕРЕЖЕННЯ МАСИ. Новітня наука, наука наших днів, зробивши сміливий крок наперед, устами т.зв. ТЕОРІЇ ЗГЛЯДНОСТІ висловлює те виключно-цікаве твердження, що МАСА, ЯКО САМОСТІЙНИЙ ЧИННИК НЕ ІСНУЄ, ЩО ВОНА З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ЛИШЕ ПЕВНИМ ВІЯВОМ ЕНЕРГІЇ - тією формою, в якій ми що останню переймаємо і що через те ЗАКОН ЗБЕРЕЖЕННЯ МАСИ НАЛЕЖИТЬ РОЗГЛЯДАТИ, ЯКО БЕЗПОСЕРЕДНИЙ ВИСЛІД ЗАКОНУ ЗБЕРЕЖЕННЯ ЕНЕРГІЇ; останній таким чином набирає характеру ПОВНОЇ УНІВЕРСАЛЬНОСТІ.

Ширший розгляд і належне угрунтовання наведеного вище твердження вивело би нас за вузькі рамки цієї праці. Через те більше на ньому ми тут зупинятися не будемо.

§ 10. Одним з головних моментів у науковому думанні доби середньовіччя, яке перебувало під остільки характерними для цієї доби теологічними та схоластичними впливами, з'являються спроби винайти експериментально-науковою дорогою різні чудодійні чинники, які би кардинально змінили обставини убогого земного життя й відкрили людськості двері до царини щастя. "Філософський камінь" та "життєвий елексір" середньовічних алхіміків є найбільш яскравими прикладами дитячих мрій представників тогочасного знання. До названих мрій належить також і ідея ВИШУКАННЯ "perpetuum mobile", себ-то винахід такої машини, яка би перебувала у безнастанному русі і не тільки самостійно піддержувала цей рух, а випродуковувала б також корисну механічну працю, з'являючись таким чином ВІЧНИМ ДЖЕРЕЛОМ ЕНЕРГІЇ, яку вона творила би з нічого. Сотні, а може

Й тисячі людей попрацювали свого часу над справою осягнення цієї вабливої ідеї? Спроби в цьому напрямку, як це не дивно, не припиняються і в наші дні, хоча ще року 1775 Паризьська Академія Наук, після докладного обміркування справи, прийняла ухвалу про те, що, всі проекти по розв'язанню проблеми "*perpetuum mobile*" розгляду Академії не підлягають. "Вічна машина" описаного вище типу має назву "*perpetuum mobile* першого роду". Отже бачимо, що одним з вислідів першої термодинамічної засади є твердження: *perpetuum mobile* ПЕРШОГО РОДУ є НЕМОЖЛИВИМ.

§ II. Звернемося ще до основного взору /34/. Величина E_0 означає в ньому енергію, яку система мала в ПЕРВІСНОМУ своєму стані, величина E_1 означає енергію, яку система має в стані КІНЦЕВОМУ. Від стану первісного до стану кінцевого система дійшла дорогою певного циклу, при якому було довершено зовнішню працю L й витворено тепло A . Але від того ж первісного стану до того ж кінцевого стану система могла би перейти дорогою якогось ІНШОГО циклу, від першого відмінного. Як що би при цьому довершено було зовнішню працю L' й витворено тепло A' , то для окреслення даного циклу ми би написали такий взір:

$$E_1 - E_0 = L' + \gamma A'; \dots /39/$$

Порівнявши цей взір зі взором /34/ дістаємо:

$$L' + \gamma A' = L + \gamma A; \dots /40/$$

Отже дістаємо ще одне сформульовання закону збереження енергії, а саме: КОЛИ СИСТЕМА МАТЕРІЯЛЬНИХ ТІЛ ПЕРЕХОДИТЬ ВІД СТАНУ ПЕРВІСНОГО ДО СТАНУ КІНЦЕВОГО ВАРТІСТЬ ВИРАЗУ $L + \gamma A$ /В ЗАГАЛЬНОМУ ВИПАДКУ ВІДМІННА ВІД НУЛЯ/ НЕ

x/ Ці спроби ґрунтувались на нерозумінні процесів природи, зв'язаних з вічним рухом /рух небесних світил, вітри, припливи та відпливи моря й т.инш./ і хибному тлумаченні характеру цих процесів та їхніх причин.

ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ТИХ ПРОМІЖНИХ СТАНІВ, ЧЕРЕЗ ЯКІ СИСТЕМА ПЕРЕЙШЛА ДО СТАНУ КІНЦЕВОГО ВІД СТАНУ ПЕРВІСНОГО.

§ 12. Прикладення першої термодинамічної засади до тіл газових дозволяє легко зрозуміти причини відомої нам різниці по між вартостями питомих теплозабірностей цих тіл при сталому тисненні $|C_p|$ та при сталому обсязі $|C_v|$.

Уявимо собі, що в циліндрі AB /рис. 8/ під смоком його S знаходиться 1 кгр. воздуха, який має температуру $0^{\circ}C$. Й перебуває під тисненням у 760 мм. Огріємо цю масу воздуха до температури 1° , утримуючи відповідним тисненням смок на його місці $|v = const|$. Досвід покаже, що для цього нам доведеться зужити 0,17 вел. калорій. Дозволимо тепер смоку при розширі газу вільно порушуватися. При таких умовах $|p = Const|$,

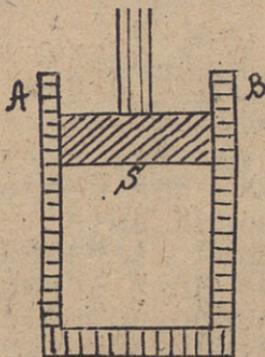


Рис. 8.

як показує підрахунок, смок довершить працю в 29,27 кгм.-м.; тепловим еквівалентом цієї величини буде: $\frac{29,27}{427} = 0,0685$ калор.

Отже бачимо, що для того, щоб довести тепловий стан газу до висоти $+1^{\circ}C$ необхідно первісну порцію тепла збільшити на 0,0685 калорій. Таким чином дістаємо:

$$C_v = C_p + 0,0685 = 0,17 + 0,0685 = 0,2385$$

що для величини $K = C_p/C_v$ дає вартість 1,407 дуже близьку до знайдених на досвіді.

РОЗДІЛ ДРУГИЙ.

ФІЗИЧНИЙ ПРОЦЕС І ЙОГО РІЗНІ ВИДИ.

§ 13. Стан системи матеріальних тіл в будь-який момент часу характеризується певними **ВАРТОСТЯМИ** де-кількох відповідно-вибраних фізичних величин /наприклад: обсягу тиснення, температури/. Такі величини відіграють роль **НЕЗАЛЕЖНИХ ОДИН ВІД ДРУГОГО ПАРАМЕТРІВ**. Коли з бігом часу хоча би один з цих параметрів зазнає тих або інших змін ми кажемо, що система підпадає певному **ФІЗИЧНОМУ ПРОЦЕСУ**. Таким чином зміні кожного параметру відповідає певний фізичний процес. Коли така зміна тимчасово не відбувається, ми кажемо, що зглядно даного процесу система перебуває в стані рівноваги. Умови, при яких це має місце, називаються **УМОВАМИ РІВНОВАГИ**. Система, що задовольняє умовам рівноваги для одного процесу, може не задовольняти їм для процесу другого. Наприклад безпосередньо після досягнення стану **ХІМІЧНОЇ** рівноваги при сполученні двох обсягів водня з одним обсягом кисня, ми не маємо стану рівноваги **ТЕПЛОВОЇ**, бо витворене при названій реакції тепло, проступає до більш холодних тіл, перебуває в стані руху.

Ті фізичні величини, які ми не прийняли за параметри, творять собою **ФУНКЦІЇ ОСТАННІХ** /наприклад густота є функція маси та обсягу/; це означає що при даному стані системи вони /в протилежність параметрам/ не можуть мати довільних вартостей і що вартість кожного з них визначається вартостями відповідних параметрів /наприклад при даних температурі та тисненні густота тіла може мати одну - єдину вартість/. Згадані вище фізичні величини називаються

ФУНКЦІЯМИ СТАНУ; таку назву вони дістають через те, що їхні вартості для будь-якого менту часу визначаються ВИКЛЮЧНО СТАНОМ СИСТЕМИ в цей мент і цілком не залежать від тих шляхів, якими до даного стану система дійшла.

§ 14. Ознайомлення з різними процесами природи, зокрема з процесами зміни стану скупності та з процесами хемічного розкладу й хемічного сполучення приводить нас до певного висновку, який можна сформулювати так: КОЛИ ДЛЯ ПЕРЕВЕДЕННЯ СИСТЕМИ ТІЛ ВІД СТАНУ А ДО СТАНУ Б БУЛО ЗУЖИТО ПЕВНУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ, ТО ТУЖ САМУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА ПРИ ВІДВОРОТНОМУ ПЕРЕХОДІ ВІД СТАНУ Б ДО СТАНУ А СИСТЕМА ВІДДАЄ НА ЗОВНІ.

Отже бачимо, що при одних умовах система ПОВИРАЄ тепло, яке достарчається їй зі зовні, при інших умовах вона його ПОВЕРТАЄ зовнішньому оточенню. Процес, який відповідає першим умовам називається ПРОЦЕСОМ ЕНДОТЕРМІЧНИМ; процес, що відповідає другим умовам, називається ПРОЦЕСОМ ЕКЗОТЕРМІЧНИМ.

§ 15. Як що зміна стану тіла /чи системи тіл/ відбувається при тій умові, що на протязі цілого процесу ТЕМПЕРАТУРА ТІЛА /чи системи/ ЗБЕРІГАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ, то такий процес дістає назву ПРОЦЕСУ ІЗОТЕРМІЧНОГО. Закон Бойля $p v = \text{const}$, якому в певній мірі задовольняє газ ідеальний і в певному наближенні гази натуральні, отосується як раз до такого ізотермічного процесу $t = \text{const}$, бо лише при сталій температурі обсяг газу творить собою певно-означену функцію зовнішнього тиснення. При цьому, коли газ від обсягу v_1 стискається до обсягу v_2 $v_2 < v_1$ ЗОВНІШНІ сили довершують на ньому працю:

$$R = p(v_1 - v_2); \dots \quad |41|$$

при відворотному процесі розширу газу від обсягу v_2 до обсягу v_1 таку ж працю R довершують ВНУТРІШНІ сили пруживости.

Та праця R , яку наданій масі газу довершують ЗОВНІШНІ сили, кінєць-кінцем перетворюється в еквивалентну кількість тепла, яку для утримання газу при сталій температурі t необхідно ВІД НЬОГО ВІДІБРАТИ.

Так само при довершенні праці розширу ВНУТРІШНІМИ силами газу для утримання газу при сталій температурі необхідно НАДАТИ ЙОМУ /зі зовні/ ту ж кількість тепла, еквивалентну праці R . Отже бачимо, що ПРОЦЕС ІЗОТЕРМІЧНОГО СТИСНЕННЯ є зв'язаний з ОХОЛОДЖЕННЯМ ТІЛА, а ПРОЦЕС ІЗОТЕРМІЧНОГО РОСШИРЮ є зв'язаний з ОГРІТТЯМ останнього.

§ 16. Як що зміна у стані тіла /чи системи тіл/ відбувається в таких умовах, що тіло /чи система/ ЖАДНОГО ТЕПЛА ВІД ЗОВНІШНЬОГО ОТОЧЕННЯ НЕ ДІСТАЄ Й САМО /САМА/ НА ЗОВНІ ЙОГО НЕ ВІДДАЄ, то названий процес дістає назву ПРОЦЕСУ АДІАБАТИЧНОГО. Отже приходимо до такого висновку: ВСЯКЕ ТЕРМІЧНО-ІЗОЛЬОВАНЕ ТІЛО МОЖЕ ПІДПАДАТИ ЛИШЕ ПРОЦЕСАМ АДІАБАТИЧНИМ. На практиці таких умов повної ізолюваності ми мати не можемо. Термічно-ізолюваним не може вважатися /як про те помилково зазначають деякі автори/ навіть тіло, вміщене до порожнечі, бо воно віддає на зовні своє тепло через ПРОМІНЮВАННЯ; отже випадає так ніби то в умовах реальної дійсності адіабатичний процес не є можливим. Теоретично це справді так, але на практиці адіабатичні процеси, хоч, правда, не в абсолютно-чистому вигляді, надейються всеж до здійснення. Для цього лише доводиться названі процеси переводити ДУЖЕ ШВИДКО, щоби ЗВЕСТИ ДО МОЖЛИВОГО МІНІМУМУ ОБМІН ТЕПЛА ПО МІЖ ТІЛОМ ТА ЗОВНІШНІМ ОТОЧЕННЯМ. Прикладом такого процесу може служити РАПТОВИЙ розшир газу, при якому він завнає охолодження з тієї причини, що за дуже короткий протяг часу, який триває процес розширу, тепло від зовнішнього оточення не встигає перейти до газу; теж стосується й до раптового стиснення газу, коли витворене працею зовнішніх сил тепло, не встигає передатися від молекул газу до зовніш-

нього оточення.

§ 17. Усім фізичним процесам термодинаміка дає найзагальнішу класифікацію, поділюючи їх на процеси ЗВОРОТНІ ТА НЕЗВОРОТНІ. Перед тим, як підійти до визначення двох названих понять, зупинимо свою увагу на тому факті, що всі зміни фізичних величин, якими характеризується фізичний процес, з змінами ТЯГЛИМИ, і що від певного стану A до другого такого ж стану B усяка система переходить ЧЕРЕЗ БЕЗКОНЕЧНЕ, А НЕ КОНЕЧНЕ ЧИСЛО ПРОСІМНИХ СТАНІВ. Отже процес назовемо ЗВОРОТНИМ У ДАНОМУ ІНТЕРВАЛІ A B ЯК ЩО ПРИ ДОВЕРШЕННІ ЙОГО В НАПРЯМНОСТІ*) ВІД B ДО A СИСТЕМА ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ УСІ БЕЗ ВИНЯТКУ ТІ СТАНИ, ЧЕРЕЗ ЯКІ ВОНА ПРОХОДИЛА ПРИ ДОВЕРШЕННІ ПРОЦЕСУ В НАПРЯМНОСТІ ВІД A ДО B . Процес, який названий умові не задовольняє, ми назовемо процесом НЕЗВОРОТНИМ. Повсякденне життя подає нам безліч прикладів незворотних процесів. Сюди належить віднести процеси РОСЧИНЕННЯ, ДИФУЗИЇ, ОСМОСУ, процеси ПОШИРЕННЯ ТЕПЛА /в формі теплопроводності, конвекції та промінювання/, різноманітні процеси, СПРЯМОВАНІ ДО ВИРІВНЯННЯ НАПРУЖЕНЬ /наприклад РОСШИР ГАЗУ ПРИ ПЕРЕХОДІ ЙОГО ДО ПОГОМНІЧІ ЧИ ЗАГАЛОМ ВІД СФЕРИ БІЛЬШОГО ТИСНЕННЯ ДО СФЕРИ МЕНШОГО ТИСНЕННЯ/.

Уважне ознайомлення з різноманітними натуральними процесами, що відбуваються в цілій природі, приводить нас до того цікавого й дуже важливого висновку, що ВСІ БЕЗ ВИНЯТКУ ПРОЦЕСИ ПРИРОДИ УЯВЛЯЮТЬ СОВОЮ ПРОЦЕСИ НЕЗВОРОТНІ. Чим же характеризуються ці натуральні процеси; яку-саме мають вони СПІЛЬНУ рису, що всіх їх робить незворотними. Близький аналіз процесів природи показує, що спільним для їх з'являється те, що всі вони ПРОСТУЮТЬ ДО СТАНУ РАВНОВАГИ. Справді: вода в сполучених посудинах

х/ Згідно ухвалі Термінологічної Комісії при С.Г. Інженерному Відділі У.Г.А. термін "НАПРЯМОК" зберігається лише для ліній простих; для ліній же кривих вводиться тер-

намагається звести свої вільні поверхні до одного поєму, газ простує до вирівняння в усіх частинах свого обсягу тиснень, розчин так само намагається вирівняти неоднакову в різних його місцях концентрацію, тепло переходить від тіл більш нагрітих до тіл, нагрітих менше, вирівнюючи при цьому температуру, і т.д., і т.д. Отже цей напрямок перебігу всіх без винятку процесів природи і пояснює нам через що саме вони з'являються процесами незворотними. Таким чином, виходячи з двох тверджень:

1. ВСІ ПРОЦЕСИ ПРИРОДИ ПРОСТУЮТЬ ДО СТАНУ РІВНОВАГИ;

2. ВСЯКА СИСТЕМА, ОСЯГНУВШИ СТАНУ РІВНОВАГИ, НЕ МОЖЕ САМА СОБОЮ З НЬОГО ВИЙТИ, ми дорогою безпосередніх логічних міркувань приходимо до третього твердження, а саме, що ВСІ ПРОЦЕСИ ПРИРОДИ СУТЬ ПРОЦЕСИ НЕЗВОРОТНІ.

Звичайно, всяку систему, що, вийшовши зі стану A , дійшла кінець-кінцем до стану рівноваги B , ми при певних умовах можемо знову вернути до первісного стану A . Але для цього нам доведеться зусилити особливих зусиль, використати акцію певних зовнішніх сил і процес $B \rightarrow A$, довершити дорогою цілком відмінною від цієї, якою відбувся процес $A \rightarrow B$. Внаслідок зусилля згаданих зусиль повстануть певні зміни в тих зовнішніх тілах, з яких ми користалися для підведення процесу $B \rightarrow A$. Отже бачимо, що в той час, коли процес $A \rightarrow B$ відбувався сам-собой, так би мовити натурально, процес $B \rightarrow A$ вимагає втручання зовнішніх чинників, за рахунок котрих його лише й частить перевести. В тому випадку, коли би наш процес був зворотним, до помочи згаданих чинників звертатися не довелося би.

Всі процеси природи відбуваються з певною **КОНЕЧНОЮ** швидкістю. Через те стану рівноваги вони можуть досягнути лише в тому випадку, коли від названого стану вони зна-

мін "НАПРЯМНІСТЬ", що відповідає французьському "Sens".

ходяться НА КОНЕЧНОМУ ВІДДАЛЕННІ. Таким чином ми можемо висловити твердження, що ВСІ ПРОЦЕСИ, ЯКІ ЗНАХОДЯТЬСЯ НА КОНЕЧНОМУ ВІДДАЛЕННІ ВІД СТАНУ РІВНОВАГИ Й ВІДБУВАЮТЬСЯ З КОНЕЧНОЮ СКОРІСТЮ, СУТЬ ПРОЦЕСИ НЕЗВОРОТНІ.

§ 18. А як же стоїть справа з процесами зворотними; чи з'являються вони загалом можливими, й що є необхідним для їхнього довершення? Щоби з'ясувати цю справу, вгадаймо передусім про те що процес $B \rightarrow A$ може розпочатися допіру лише тоді, коли закінчився процес $A \rightarrow B$ й система осягла стану рівноваги B . Поки не виконана ця вимога не можемо трактувати про "зворотність" процесу. Отже бачимо, що АЖ ДОТИ, ПОКИ СИСТЕМА НЕ ОСЯГНУЛА СТАНУ РІВНОВАГИ ПРОЦЕС ЗВОРОТНИМ БУТИ НЕ МОЖЕ. Пояснимо це на прикладах: Поширення газу в порожнечу має тривати так довго, аж поки в місці, яке спочатку виповнював газ і в місці, що займала порожнеча, не встановиться ОДНАКОВЕ ТИСНЕННЯ. Поки такий процес вирівнювання тиснень не закінчений БУДЬ-ЯКА БЕЗКОНЕЧНО-МАЛА ЗМІНА В СТАНІ ГАЗУ НЕ МОЖЕ СПРАВИТИ ЗВОРОТНЬОГО ПРОЦЕСУ ПЕРЕХОДУ ГАЗУ ВІД МІСЦЯ, В ЯКОМУ БУЛА ПОРОЖНЕЧА, ДО МІСЦЯ, ЩО ВІДПОВІДАЄ ПЕРВІСНОМУ ОБС'ЯГУ ГАЗА. Так само коли ми маємо НЕНАСИЧЕНИЙ РОСЧИН, то аж доти, поки останній не осягнув СТАНУ НАСИЧЕННЯ, будь-яка безконечно-мала зміна в його стані, не в силі справити зворотнього процесу ВИДІЛЕННЯ З НЬОГО КРИСТАЛІВ. І навіпаки до початку такого процесу після осягнення стану насичення спричиниться вже НАЙМЕНШЕ охолодження розчину.

З аналізувавши наведені приклади ми приходимо до наступного визначення: ПРОЦЕС ЗВОРОТНИЙ ЦЕ Є ТАКИЙ ПРОЦЕС, ПРИ ЯКОМУ СИСТЕМА В КОЖДИЙ МЕНТ ЧАСУ БЕЗМЕЖНО-МАЛО ВІДДАЛЕНА ВІД СТАНУ РІВНОВАГИ.

Процеси натуральні, як ми вже про те зазначали, знаходяться на КОНЕЧНОМУ віддаленні від стану рівноваги. Не нам і по-яснює через що-саме всі процеси природи

окреслюються як процеси НЕЗВОРОТНІ. До ідеалу зворотності такі процеси можуть НАБЛИЖУВАТИСЯ В БІЛЬШІЙ ЧИ МЕНШІЙ МІРІ, не задовольняючи йому одначе ніколи в цілому.

Це не повинно нас в найменшій мірі здивувати, як що ми пригадаємо умови, в яких відбуваються всі процеси нашого реального життя, зв'язані з певною непродукційною стратою енергії, що ставиться ТЕРТЯМ. Останнього ми ніде й ніяк уникнути не можемо, воно в'являється на кожному кроці не лише в формі тертя ЗОВНІШНЬОГО, що так виразно нагадує про себе при праці усіх без винятку механізмів, а також і в формі тертя ВНУТРІШНЬОГО, що має місце по-між молекулами тіл й утрудняє їх реакції пересування. Таким чином при всякій натуральній процесі частина внутрішньої енергії системи у вислід тертя РОІНЧЕ перетворюється в тепло, що, як довідаємося пізніше, уявляє собою нижчу, найменш цінну форму енергії. Отже така витрата внутрішньої енергії системи на побороення різних опорів, унеможливає на практиці самостійне повернення системи до первісного її стану.

З поданого вище визначення зворотнього процесу слідує, що для НАБЛИЖЕННЯ РЕАЛЬНОГО ПРОЦЕСУ ДО ІДЕАЛУ ПРОЦЕСУ ЗВОРОТНЬОГО НЕОБХІДНО ПЕРЕВОДИТИ ЙОГО ТАК, ЩОБИ ПІСЛЯ КОЖДОЇ БЕЗМЕЖНО-МАЛОЇ ЗМІНИ СТАНУ СИСТЕМИ ВИЧІВУВАТИ ВІДПОВІДНИЙ ПРОТЯГ ЧАСУ, НЕОБХІДНИЙ ДЛЯ НОВОГО НАБЛИЖЕННЯ СИСТЕМИ ДО ПОДСЖЕННЯ РІВНОВАГИ. Таким чином приходимо до наступного висновку: В РЕАЛЬНИХ УМОВАХ ЗВОРОТНИЙ ПРОЦЕС МАЄ ТРИВАТИ БЕЗКОНЕЧНО-ДОВГІЙ ЧАС.

При яких же умовах ми могли би дістати зворотні процеси в чистому вигляді. З попереднього викладу слідує, що ці умови ми мали би тоді, коли б БУЛО УСУНЕНО ВСІ БЕЗ ВИНЯТКУ ОПОРИ Й РУХ МАТЕРІАЛЬНИХ ОБ'ЄКТІВ ВІДБУВАВСЯ БЕЗ НАЙМЕНШОГО ТЕРТЯ. Тоді механічна енергія не витрачалася б на витворення тепла й процес тривав би необмежений час. Це було би наприклад з колесом, приведеним в оборотний рух довколо його

вось. Не зазначаючи при цьому найменшого тер-
тя, колесо порушувалося би безнастанним рів-
номірним рухом. Такий процес, як і всякий
інший ПЕРІОДИЧНИЙ процес, був би ЗВРОТНИМ,
що умови переходу де-якої точки M з поло-

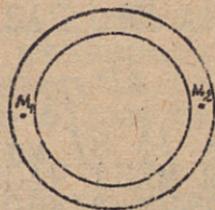
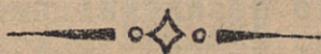


Рис. 9.

ження M_1 до положення M_2 (рис. 9) в повній мі-
рі відповідають умовам
переходу її з положен-
ня M_2 до положення M_1 .
Отже бачимо, що всі до-
кладно-періодичні про-
цеси з'являються проце-
сами зворотними.

На ширшому освіт-
ленню де-яких з поруше-
них тут питань ми зупи-
нимосся пізніше.



Р О З Д І Л І І І.

СПЕЦІАЛЬНА РОЗВІДКА ПРО ГАЗИ.

§ 19. В своєму місці /§ 8/ ми зазначили, що стан тіла В КОЖДИЙ МЕНТ ЧАСУ ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ЧИСЛОВИМИ ВАРТОСТЯМИ ВІДПОВІДНИХ ПАРАМЕТРІВ. Для газів ролю таких параметрів відіграють які-небудь ДВІ величини з числа трьох: ОБСЯГУ, ТИЩЕННЯ та ТЕМПЕРАТУРИ^{х)}. Таким чином заданням числових вартостей будь-якої пари названих величин стан газу для даного менту часу визначається повністю. Як що дві такі величини ми розглядатимемо, як незалежні змінні, то третя окреслиться, як ФУНКЦІЯ цих двох величин. Так що, наприклад, надавши певні вартости величинам n та T , ми дістанемо цілком означену вартість величини v .

Візьмемо певну масу газу m і піддамо її ogrиванню при сталому обсязі. Нехай первісна температура газу /по абсолютній шкалі/ виносила T_0 , а остаточно T . Тоді кількість затраченого тепла окреслиться виразом:

$$Q_v = m c_v (T - T_0); \dots /42/$$

Помноживши цей вираз на величину γ , себто перерахувавши витворене тепло на механічну працю, ми дістанемо величину, яка окреслить нам ЗРІСТ ЕНЕРГІЇ даної газової маси. Отже, як що первісну енергію газу зазначимо через E_0 , а остаточно через E ,

х) Як що одній з цих величин надамо сталу вартість, то дві інші не зможуть уже змінюватися кожда САМОСТІЙНО. Цю властивість заховає лише одна величина, а друга ОБЕРНЕТЬСЯ В ЇЇ ФУНКЦІЮ. Такому стану річчєй відповідає наприклад ЗАКОН БОЙЛЯ ($t = \text{const}$),

то зможемо написати:

$$\Delta E = E - E_0 = \gamma m c_v (T - T_0); \dots \dots \dots /43/$$

Величини γ , m та c_v уявляють собою константи; отже зі взору /43/ бачимо, що зріст внутрішньої енергії газу є просто - пропорціональний до зміни абсолютної температури.

Покладаючи у взорі /43/ $T_0 = 0$ і приймаючи при цьому $E_0 = 0$ /себ-то вважаючи, що при температурі абсолютного нуля внутрішня енергія газу обертається в нуль/ дістанемо більш загальний взір:

$$E = \gamma m c_v T. \dots \dots \dots /44/$$

себ-то, що ВНУТРІШНЯ ЕНЕРГІЯ ГАЗУ Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ.

§ 20. Встановлення певної залежності внутрішньої енергії газу від його температури натурально висовує далі питання про МОЖЛИВУ ЇЇ ЗАЛЕЖНІСТЬ ВІД ОБСЯГУ ГАЗУ. Перший присвятив увагу цьому питанню ДЖУЛЬ; перевівши відповідні досвіди, він прийшов до наступного висновку:

ЯК ЩО ГАЗ РОСТИСКУЄТЬСЯ БЕЗ ДОВЕРШЕННЯ ЗОВНІШНЬОЇ ПРАЦІ, ТО ПРИ ЦЬОМУ НЕ МАЄ МІСЦЯ А НІ ЗМІНА ТЕМПЕРАТУРИ ГАЗУ, А НІ ВІДДАЧА НИМ ТЕПЛА НА ЗОВНІ ЧИ ПОВИРАННЯ ТЕПЛА ВІД ЗОВНІШНЬОГО ОТОЧЕННЯ.

Наведене твердження носить назву ЗАКОНА ДЖУЛЯ.

Ознайомимся зі схемою Джулевого досвіду. Дві однакові мідяні посудини *A*

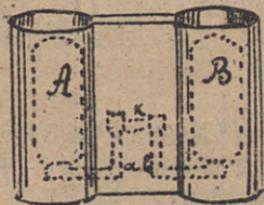


Рис. 10.

та *B* /рис. 10/ лучаться по-між собою трубками *a* та *b*, в місці стику яких знаходиться крант *K*. Перша посудина містить воздух /чи якийсь инший газ/, стиснений поверх 20 атмосфер, друга посудина до можливо-високого степеня евакуована. Обидві

посудини, рівним чином як і трубки та крап্ত можуть спускатися до калориметричних посудин - або до окремих, як то показано на рис. II, або до однієї спільної, як то зазначено на рис. IO.

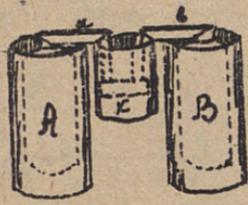


Рис. 11.

У першому випадку після відкриття крап্তу і вступу воздуха до посудини В спостерігається піднесення його температури в посудині В і зниження її в посудині А; в другому випадку піднесення температури та її зниження оуммується й ОСТАТОЧНА ТЕМПЕРАТУРА

КАЛОРИМЕТРУ МАЙЖЕ НЕ ВІДРІЗНЯЄТЬСЯ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ПЕРВІСНОЇ. Той факт, що газ, зазнавши розширення, не змінює своєї первісної температури, приводить нас, на основі тверджень попереднього §, до висновку, що ВНУТРІШНЯ ЕНЕРГІЯ ГАЗУ ВІД ЙОГО ОБСЯГУ НЕ ЗАЛЕЖИТЬ.

Стоючи на ґрунті закону Джуля ми маємо сказати, що коли газова маса, зазначених або інших змін, підпадає акції ЗОВНІШНІХ сил, газ зберігатиме сталу вартість своєї температури в тому разі, коли кількість аборбованого ним тепла справлятиме собою еквивалент зовнішньої праці.

Таким чином закон Джуля можна подати в іншому, більш загальному сформульованні, а саме: КОЛИ ДАНА МАСА ГАЗУ ЗАЗНАЄ ТИХ АБО ІНШИХ ЗМІН, ТО УМОВОЮ ЗБЕРЕЖЕННЯ ГАЗОМ СТАЛОЇ ТЕМПЕРАТУРИ Є ЕКВІВАЛЕНТНІСТЬ ПОГЛИНЕНОЇ ГАЗОМ КІЛЬКОСТІ ТЕПЛА ТА ДОВЕРШЕНОЇ НА НЬОМУ ЗОВНІШНЬОЇ ПРАЦІ.

§ 21. Закон Джуля з'являється певним доповненням двох основних законів, установлених для газових тіл: закону Бойля та закону Гей-Люсака. Два останні з'являються, як нам відомо, законами ПРИБЛИЗНИМИ; отже само собою напрошується запитання: є точним чи так само приблизним третій закон газових тіл - закон Джуля. Спробу дати відповідь на

це запитання перевів свого часу сам ДЖ. ДЬ в купі з В. ТОМСОНОМ / ЛОРДОМ КЕЛЬВИНОМ /; свої дослідження Джуль та В. Томсон базували на спостереженні теплових ефектів, зв'язаних з процесом витікання газу. Схема їхнього досвіду була наступна: Довга труба MM' , виготовлена з мало-теплопроводного матеріа-

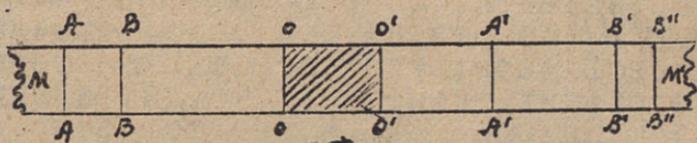


Рис. 12.

ду, розгор жується на дві частини туго збитим вовняним або бавовняним тампоном OO' ; один кінець труби MM' є злучений з газометром, у якому газ перебуває під тисненням p_1 ; другий кінець труби MM' злучено з другим газометром, що містить той же газ, але під іншим тисненням p_0 , МЕНШИМ од першого. До поміру температури газу слугать уміщені в різних частинах труби чулі термометри. Через те, що тампон проводить газ дуже повільно, на цілому просторі лівої половини трубки MM' тиснення газу має вартість p_1 , і так само на цілому просторі правої половини трубки MM' тиснення має вартість p_0 .

Розглянемо масу газу в межах $AA'AA'$ з одного боку тампону і в межах $O'A'A'O'$ з другого боку його. Уявимо тепер, що розпочався процес переходу газу через тампон і що за певний протяг часу через нього перейшла одиниця маси газу. Нехай далі за названий протяг часу верства воздуха AA' перемістилася в положення BB' , а верства $A'A'$ перейшла до положення $B'B'$. При описанному стані річей зміни в стані газу захоплюють з одного боку обсяг $ABBA'$, з другого боку $A'B'B'A'$. Стан газу в межах обсягу $BA'A'B'$ лишається без змін. Через те ми будемо казати лише про два згадані вище

обсяги. Як що у вислід проходження через тампон, газ зазнав би де-якого охолодження, то для того, щоби вернути його до первісного стану, довелось б ogrіти його на ν ступінів, зуживши при цьому кількість тепла $c_p \nu$. У вислід такого ogrіття обсяг $A'B'V'A$ відповідно б поширився й обернувся б у $A'B''V''A'$.

Таким чином можемо вважати, що обсяги $ABVA$ та $A'B''V''A'$ репрезентують собою еквіваленти газової маси; /при все тій же температурі, але ріжних тисненнях/ кождий з них уявляє собою ПИТОМИЙ ОБСЯГ себ-то обсяг одиниці маси при даному тисненні. В першому випадку - при тисненні ρ_1 - питомий обсяг має вартість v_1 , у другому - при тисненні ρ_0 - він має вартість v_0 . Як що переріз труби зазначимо через S , то праця, що була довершена зовнішніми силами при переході верстви AA до положення BB окреслиться виразом

$$z_1 = \rho_1 S \cdot \overline{AB} = \rho_1 v_1; \dots \dots \dots /45/$$

Так само праця, довершена внутрішніми силами при пересуненні верстви $A'A'$ до $B''B''$, окреслиться виразом:

$$z_2 = \rho_0 S \cdot \overline{A'B''} = \rho_0 v_0; \dots \dots \dots /46/$$

Як що би газ не зазнавав жадного охолодження й еквівалентом обсягу $ABVA$ з'являвся обсяг $A'B'V'A'$, ми мали би рівенство:

$$z_1 = z_2, \text{ або: } z_1 - z_2 = 0; \dots \dots \dots /47/$$

Як що ж еквівалентом обсягу $ABVA$ є обсяг $A'B''V''A'$, то маємо написати:

$$z_1 - z_2 = \gamma c_p \nu; \dots \dots \dots /48/$$

бо ріжниця праць z_1 та z_2 має виносити виражену в механичних одиницях кількість тепла $c_p \nu$.

Як що би кінцева температура досвіду буда рівною температурі початковій, себ то $\nu = 0$, ми мали би $z_1 - z_2 = 0$, або

$$\rho_1 v_1 - \rho_0 v_0 = 0; \dots \dots \dots /49/$$

Умова $\mu, v_1 = \mu_0 v_0$, як ми знаємо задовольняється для газу ідеального. Отже бачимо, що ЛИШЕ ДЛЯ ІДЕАЛЬНОГО ГАЗУ ВЕЛИЧИНА ν ВІНОСИЛА БИ НУЛЬ, інакше кажучи ЗАКОН ДЖУЛЯ ЗБЕРІГАЄ ПОВНУ СИЛУ ЛИШЕ ДЛЯ ІДЕАЛЬНОГО ГАЗУ. З наведеного вище слідує крім того, що БУДЬ ЯКИМ РЕАЛЬНИМ ГАЗ ЗАКОНУ ДЖУЛЯ ЗАДОВОЛЬНЯЄ В ТАКИХ ЖЕ МІРІ, ЯК І ЗАКОНУ БОЙЛЯ.

Поміри, переведені Джулем та Лордом Кельвіном над деякими газами, показали, що для ВОЗДУХУ ТА ЧОТИРИОКИСУ ВУГЛЕЦЯ /CO₂/ величина ν має вартість ВІД'ЄМНУ, а для ВОДНЯ - вартість ДОДАТНУ /однак дуже незначну/.

Зазначимо через R зовнішню працю, доконану над газом, і через R' ту працю, яку необхідно було би довершити, щоби закону Джуля задовольнити в точності. Порівняємо величину:

$$K = \frac{R' - R}{R} \quad /50/$$

Для газу ідеального ця величина виносила би нуль. Згідно досліджень Лорда Кельвіна вона має вартості:

для ЧОТИРИОКИСУ ВУГЛЕЦЯ /CO ₂ /	I ----- 125 I
для ВОЗДУХУ	----- 500 I
для ВОДНЯ	----- 1260

Отже бачимо, що й третій основний закон газових тіл - ЗАКОН ДЖУЛЯ НЕ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ЗАКОНОМ ТОЧНИМ.

Вислідом неповної еквівалентності поміж зовнішньою працею та поглиненим газом теплом є певне ЗМЕНШЕННЯ ХОЛОДИЛЬНОГО ЕФЕКТУ ПРИ ОКРОПЛЕННІ ГАЗУ У МАШИНИ ЛІНДЕ.

§ 22. Вище /§ 19/ ми мали нагоду подати ваір, яким окреслюється кількість тепла Q_v , потрібного для ogrіття газу від тем-

пературі T_1 до температури T_2 при сталому обсязі. Аналогічно можна написати виір для кількості тепла Q_p , потрібною для ogrіття газової маси m від температури T_1 до температури T_2 .

$$Q_p = m c_p (T_2 - T_1); \dots \dots \dots /151/$$

Але найбільший інтерес ховає в собі для нас випадок загальний, коли потрібноється обчислити величину Q при довільній зміні стану газу. Нехай первісний стан газу характеризувався величинами ρ_1, v_1, T_1 , а стан остаточий характеризується величинами ρ_2, v_2, T_2 . Тоді для піднесення температури газу в T_1 до T_2 БЕЗ ДОВЕРШЕННЯ ПРИ ЦЬОМУ ПРАДІ РОСШИРЮ зужито буде кількість тепла

$$Q' = m c_v (T_2 - T_1); \dots \dots \dots /152/$$

Щоби дістати повну кількість тепла Q до цього доведеться ще додати кількість тепла Q'' , що з'являтиметься тепловим еквівалентом праці L по зміні стану газу /відповідним чином обчисленої для переходу від величин ρ_1 та v_1 до величин ρ_2 та v_2 / Отже маємо написати

$$Q'' = A \cdot L; \dots \dots \dots /153/$$

Звідкиля дістанемо:

$$Q = Q' + Q'' = m c_p (T_2 - T_1) + A L \quad /154/$$

При процесі ІЗОТЕРМИЧНОМУ $T_2 = T_1$ і тоді маємо

$$Q = A \cdot L; \dots \dots \dots /155/$$

себ-то що ПРИ ІЗОТЕРМИЧНІЙ ЗМІНІ СТАНУ ТІЛА ВСЕ ТЕПЛО ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ ПОВНІСТЮ В ЗОВНІШНЮ ПРАЦЮ.

§ 23 Покажемо тепер, що для всякого газу рїжниця $c_p - c_v$ має сталу вартість. Для цього умістимо одиницю маси газу до цїліндру, закритого смоком, що може порушуватися в ньому без тертя. Піднесемо температуру газу на величину dt . Тоді первісна пруживість ρ_0 зміниться на ρ , а первісний обсяг v_0 на $v = v_0 + dv$. Праця, що буде довершена при

цьому виявиться виразом:

$$\begin{aligned}
 p dv &= p(v-v_0) = p v - p_0 v_0 = p v_0 (1+d dt) - \\
 - p_0 v_0 &= p_0 v_0 (1+d dt - 1) = \\
 &= p_0 v_0 d dt; \dots \dots \dots /56/
 \end{aligned}$$

Кількість поглиненого, при цьому газом теп-
ла, виноситься $C_p dt$. Знизимо тепер тем-
пературу газу до первісної її вартості, не
змінюючи при цьому його обсягу; для цього
необхідно буде відняти від газової маси
кількість тепла $C_v dt$. Отже на основі
закону Дюуля зможемо написати

$$(C_p - C_v) dt = p_0 v_0 d dt$$

звідкиля дістаємо:

$$C_p - C_v = p_0 v_0 d = Const. \dots \dots /57/$$

бо p_0 й v_0 суть величини задані, а коефіці-
єнт теплового розширу d для кожного газу
має точно-означену вартість.

§ 24. Звернемося до ознайомлення з
процесом АДІАБАТИЧНОГО РОСШИРУ ТА СТИСНЕННЯ
ГАЗОВИХ ТІЛ. Поред тим як перейти до нього
згадаймо, що процес ІЗОТЕРМИЧНИЙ окреслю-
ється умовою $T = Const.$ і що гео-
метричним образом функціональної залежності
по-між величинами p та v при названому
процесі з'являється ПРАВИЛЬНА ГІПЕРБОЛА. Ко-
ли відбувається будь-яка зміна обсягу газу,
то при цьому довершується певна ЗОВНІШНЯ
ПРАЦЯ /ДОДАТНЯ АБО ВІД'ЕМНА/; остання каждо-
го разу перетворюється в еквівалентну кіль-
кість тепла, що справляє піднесення /при
додатній праці/ або зниження /при праці від'-
ємній/ температури газу.

При ізотермічному процесі для утриман-
ня газу при сталій температурі згаданий ви-
ще тепловий ефект доводиться усувувати до-
рогою відповідного охолодження або ogrіван-
ня газу. При наваних умовах температуру
газу щастить підтримати на все тій же висоті
і тоді процес зміни обсягу газу регулю-
ється ЗАКОНОМ БОЙЛЯ. Геометрична інтерпре-

тація такого процесу, дає, як то ми вже зазначили, правильну параболу, типу кривої АС рисунку 13. При стисненні газу темпе-

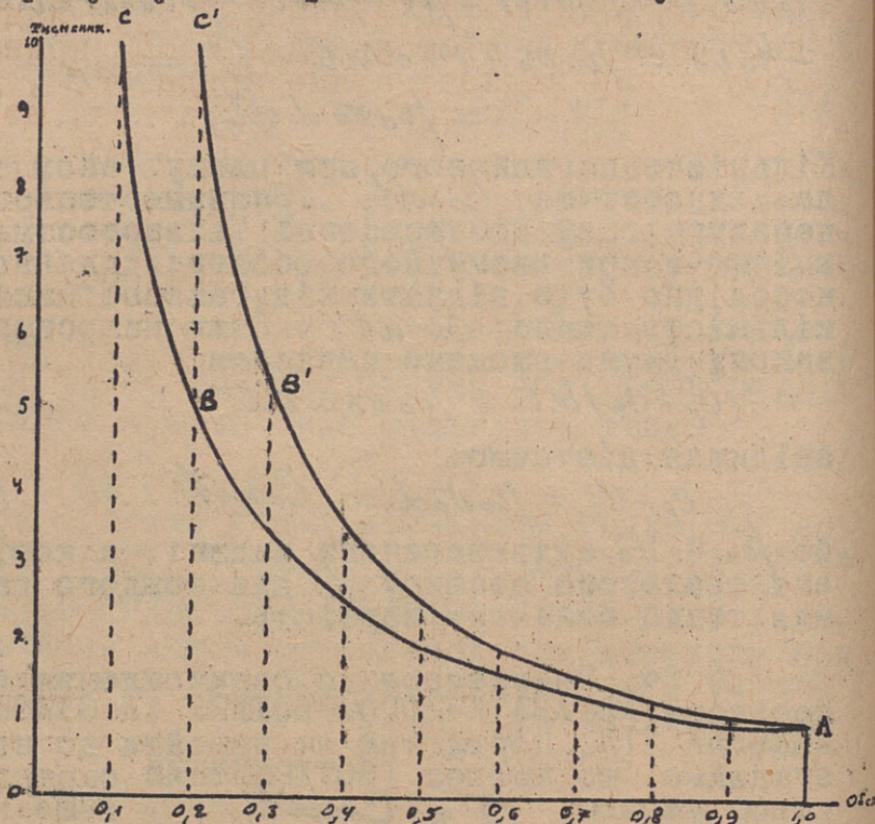


Рис. 13.

ратура його підноситься. Отже при ІЗОТЕРМІЧНОМУ СТИСНЕННІ нам доводиться ТЯГЛО ВІДІЙМАТИ ВІД ГАЗУ ВІДПОВІДНІ КІЛЬКОСТІ ТЕПЛА. У вислід такого охолодження газу обсяг його v_2 , який відповідає певній вартості тиснення p_2 , є МЕНШИМ ОД ТОГО ОБСЯГУ v_1 , що його мав би газ тоді, коли би тепло від нього не відбиралося. Отже бачимо, що ПРИ АДІАБАТИЧНОМУ ПРОЦЕСІ ГАЗ МАЄ ОБСЯГІ БІЛЬШІ, а ніж при ПРОЦЕСІ ІЗОТЕРМІЧНОМУ. Таким чином, як що якийсь газ ми виведемо з даного його стану, що окреслюється вартостями параметрів p_0, v_0, T_0 /ним вартостям на нашому рисунку відповідає точка А / й поведемо його один раз

дорогою ІЗОТЕРМІЧНОГО процесу, а другий раз дорогою процесу АДІАБАТИЧНОГО, то для цих двох процесів дістанем ДВІ РІЗНІ криві; першому з них відповідатиме крива AC , другому AC' . Не трудно переконатися, що це дійсно є так; справді, взявши будь-яку точку на осі тиснень і повівши через неї просту рівнобіжну осі обсягів, ми побачимо, що точка зустрічі названої простої з адіабатичною кривою матиме більшу абсцису, ніж точка її зустрічі з кривою ізотермічною.

Покажемо те ж АНАЛІТИЧНО. Для цього візьмемо газову масу, що при абсолютній температурі T та тисненні p_0 має обсяг v_0 .

Тоді рівняння стану дасть нам:

$$p_0 v_0 = RT; \dots \dots \dots /58/$$

Нехай ПРИ СТАЛОМУ ТИСНЕННІ p_0 наша газова маса дістала де-яку кількість тепла Q , тоді температура газу піднеслася з T до T' , а обсяг його з величини v зріс до величини v_1 . Отже при цих умовах ми матимемо:

$$p_0 v_1 = RT'; \dots \dots \dots /59/$$

Кількість тепла Q визначиться при цьому взором:

$$Q = C_p (T' - T) \dots \dots \dots /60/$$

З виразів /58/ та /59/ слідує:

$$p_0 (v_1 - v_0) = R (T' - T) \dots \dots \dots /61/$$

Отже на основі цього взір /60/ зможемо переписати так:

$$Q = \frac{C_p p_0}{R} (v_1 - v_0) \dots \dots \dots /62/$$

Поведемо наш досвід далі: лишаючи газ ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ v_1 , відберемо від нашої газової маси ту кількість тепла Q , яку ми перед тим їй надали. Тоді температура газу знизиться з T' до T_1 , а тиснення його зменшиться з p_0 до p_1 . При цих умовах ми матимемо:

$$p_1 v_1 = RT_1 \dots \dots \dots /63/$$

і далі :

$$Q = C_v(T' - T_1) \dots \dots \dots /64/$$

що, на основі виразу:

$$v_1(p_0 - p_1) = R(T' - T_1) \dots /65/$$

перепишеться так:

$$Q = \frac{C_v \cdot v_1}{R} (p_0 - p_1) \dots /66/$$

ві в зорів /62/ та /66/ дістаємо:

$$\frac{C_p \cdot p_0}{R} (v_1 - v_0) = \frac{C_v \cdot v_1}{R} (p_0 - p_1) \dots /67/$$

звідкиля:

$$\frac{p_0 - p_1}{p_0} = \frac{C_p}{C_v} \cdot \frac{v_1 - v_0}{v_1} \dots /68/$$

Введемо зазначення:

$$\frac{C_p}{C_v} = \kappa \dots \dots /69/$$

Тоді попередній взір можна буде переписати так:

$$\frac{p_1 - p_0}{p_0} = -\kappa \cdot \frac{v_1 - v_0}{v_1}; \dots \dots /70/$$

Останній взір стосується до описаного вище процесу, переведеного над газом таким чином, що алгебраїчна сума кількостей наданого йому тепла виносилася нуль. Однак такий процес за АДІАБАТИЧНИЙ вважатися не може, бо хоча теплові запаси газу кінешь-кінцем і не змінилися, однак в перебігу самого процесу вони підпадали ПОМІТНИМ змінам, бо ті кількості тепла Q , які підводилися до газу та від нього відбиралися творили собою величини КОНЕЧНІ /а не безконечно-малі/. Щоби змінити перебіг процесу й наблизити останній до умов адіабатичності, необхідно РОЗВИТИ ЙОГО НА НИЗКУ ТАКИХ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ПРОЦЕСІВ, ПРИ ЯКИХ КОНЕЧНІ КІЛЬКОСТІ ТЕПЛА Q ЗАМІНИЛИСЯ БИ БЕЗКОНЕЧНО-МАЛИМИ КІЛЬКОСТЯМИ q . Підведення до газу такої елементарної кількості тепла q чи відібрання її від нього вже не справлятиме ПОМІТНОЇ зміни теплових за-

пасів газової маси. Отже при названих умовах замість одного рівняння /70/ ми дістанемо цілу низку аналогічних рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_1 - p_0}{p_0} &= -\kappa \frac{v_1 - v_0}{v_1} \\ \frac{p_2 - p_1}{p_1} &= -\kappa \frac{v_2 - v_1}{v_2} \\ \dots &\dots \dots \dots \dots \dots \\ \frac{p_n - p_{n-1}}{p_{n-1}} &= -\kappa \frac{v_n - v_{n-1}}{v_n} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots /71/$$

де n означає кількість елементарних процесів.

Уважаючи, що при кожному елементарному процесі величина тиснення змінюється на все ту ж величину, зможемо написати:

$$\frac{p_1 - p_0}{p_0} = \frac{p_2 - p_1}{p_1} = \dots = \frac{p_n - p_{n-1}}{p_{n-1}} = \frac{\alpha}{n} \quad /72/$$

При такому зазначенні дістанемо низку наступних виразів:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= p_0 \left(1 + \frac{\alpha}{n}\right) \\ p_2 &= p_1 \left(1 + \frac{\alpha}{n}\right) \\ \dots &\dots \dots \dots \dots \dots \\ p_{n-1} &= p_{n-2} \left(1 + \frac{\alpha}{n}\right) \\ p_n &= p_{n-1} \left(1 + \frac{\alpha}{n}\right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots /73/$$

Перемноживши по-між собою всі ці рівняння, ді-

станемо: $\rho_n = \rho_0 \left(1 + \frac{d}{n}\right)^n \dots \dots \dots /74/$

Зі взору /72/ видно, що величина $\frac{d}{n}$ має досить незначну вартість. А через те, використовуючи відповідний взір ТЕОРІЇ РЯДІ, можемо написати:

$$\left(1 + \frac{d}{n}\right)^n = e^d,$$

де $e = 2,71828\dots$ є основа натуральних логаритмів.

Таким чином дістаємо:

$$\rho_n = \rho_0 e^d \dots \dots \dots /75/$$

З виразу /71/ слідує також:

$$-k \cdot \frac{v_1 - v_0}{v_1} = -k \cdot \frac{v_2 - v_1}{v_2} = \dots \dots = -k \cdot \frac{v_n - v_{n-1}}{v_n} = \frac{d}{n} /76/$$

або

$$\left. \begin{aligned} v_1 - v_0 &= -v_1 \cdot \frac{d}{kn} \\ v_2 - v_1 &= -v_2 \cdot \frac{d}{kn} \\ \dots \dots \dots \\ v_n - v_{n-1} &= -v_n \cdot \frac{d}{kn} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots /77/$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Звідкиля: } v_1 \left(1 + \frac{d}{kn}\right) &= v_0 \\ v_2 \left(1 + \frac{d}{kn}\right) &= v_1 \\ \dots \dots \dots \\ v_n \left(1 + \frac{d}{kn}\right) &= v_{n-1} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots /78/$$

Перемноживши по-між собою ці рівняння й поділивши праву й ліву частину на v_n дістанемо:

$$v_n = \frac{v_0}{\left(1 + \frac{d}{\kappa n}\right)^n} \dots \dots \dots /79/$$

Братимемо тепер усе менші й менші елементарні процеси, себ-то наближуватимемо величину n до безконечности ($n \rightarrow \infty$).

Тоді дістанемо остаточно:

$$v_n = \frac{v_0}{e^{\frac{d}{\kappa}}} = v_0 e^{-\frac{d}{\kappa}} \dots \dots \dots /80/$$

Простепенуємо обидві частини цього рівняння до степеня κ й після того перемножимо його з відповідними частинами рівняння /75/. Тоді /відкинувши індекси n / дістанемо:

$$p v^\kappa = p_0 v_0^\kappa = \text{Const.} \dots \dots \dots /81/,$$

що може бути подано також у такому вигляді

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^\kappa \dots \dots \dots /82/$$

Останній звір є аналітичним виразом т.зв. ЗАКОНУ ПУАСОНА. Він показує в якому співвідношенні перебувають тиснення газу та його обсяги при тих умовах, коли жадне тепло а ні уділюється йому, а ні від нього відбирається. Отже бачимо, що ПРИ АДІАБАТИЧНОМУ ПРОЦЕСІ СТОСУНОК ТИСНЕНЬ ГАЗУ Є ВІДВЕРТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНИМ ДО κ — ЙХ СТЕПЕНІВ ЙОГО ОБСЯГІВ.

/82/ § 25. Помножимо обидві частини взору на величину v/v_0 ; тоді дістанемо:

$$\frac{p v}{p_0 v_0} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^{\kappa-1} \dots \dots \dots /83/$$

Отже, як що через T_0 та T позначимо абсолютні температури газу на початку та наприкінці адіабатичного процесу, то зможемо написати:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^{\kappa-1} \dots \dots \dots /84/$$

себ-то ПРИ АДІАБАТИЧНОМУ ПРОЦЕСІ СТОСУНОК АБСОЛЮТНИХ ТЕМПЕРАТУР ГАЗУ Є ВІДВОРОТНО - ПРОПОРЦІОНАЛЬНИЙ ДО $| \kappa - 1 |$ - ЙХ СТЕПЕНІВ МОГО ОБСЯГІВ.

Взір / 82 / можемо переписати ще так:

$$\frac{v_0}{v} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/\kappa} \quad |85|,$$

звідкиля помноженням обох частин на $\frac{p_0}{p}$, дістанемо:

$$\frac{v_0 p_0}{v p} = \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad |86|$$

що на основі виразів $p_0 v_0 = R T_0$; $p v = R T$, дає:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad |87|,$$

себ-то, що ПРИ АДІАБАТИЧНОМУ ПРОЦЕСІ СТОСУНОК АБСОЛЮТНИХ ТЕМПЕРАТУР ГАЗУ Є ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНИЙ ДО $\left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ СТЕПЕНІВ ТИСНЕНЬ.

Обрахунок переведений на основі взору / 84 / показує, що при п'ятикратному адіабатычному стисненні газу $\left(\frac{v_0}{v} = 5 \right)$, початкова температу-

ра якого є 15°C , він має ogrітисся до 248° . Так семо п'ятикратний адіабатычний росшир

$\left(\frac{v_0}{v} = 1/5 \right)$ має зправити зниження температури газу до -124° . В дійсности ми маємо ефекти, менші від названих; але все ж таки наведені цифри дають нам певну уяву й дозволяють глибше зрозуміти основи конструкції холодильної машини Лінде / див. § 91 частини III "Курсу лекцій по фізиці" /.

§ 26. З вищезагаданого вище ми бачимо оскільки важливу ролю в термодинамиці відіграє величина κ , себ-то стадії для кожного газу стосунок питомої теплоємності при стакому тисненні до питомої теплоємності при сталому обсязі. Ознайомимосся з класичною методою знаходження величини κ запропонованою КЛЕМЕНТОМ / Clement / та ДЕЗОРМОМ / Desormes /.

Уявимо собі, що в нас є ОДИНИЦЯ МАСИ газу, температура якого виносить 0° . Вважатимемо, що цей газ перебуває під сталим тисненням і таким чином усяка зміна його теплового стану є зв'язана з відповідною зміною обсягу. Нехай нашої газовій масі кількість тепла, рівну Q_p . Внаслідок цього буде те, що температура газу піднесеться від 0° до T_1 , а первісний обсяг V_0 перетвориться в новий V_1 . Цей останній визначиться виразом:

$$V_1 = V_0(1 + \beta) = V_0 + \beta V_0; \dots \dots \dots 188 /$$

де β є коефіцієнт теплового розширення даного газу.

Зміна обсягу ΔV виноситься таким чином:

$$\Delta V = V_1 - V_0 = \beta V_0; \dots \dots \dots 189 /$$

Зазначимо через q УКРИТЕ ТЕПЛО ГАЗОВОГО РОЗШИРЕННЯ, себ-то ту кількість тепла, яку одиниця маси даного газу витрачає на працю свого розширення, коли її обсяг змінюється на одиницю. Тоді кількість тепла q , яку одиниця маси зужила на свій розширення газу при зміні обсягу на величину ΔV , визначиться виразом:

$$q = V_0 \beta q; \dots \dots \dots 190 /$$

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

Отже маємо: $C_p - C_v = q$, або:

$$C_p = C_v + q = C_v + V_0 \beta q; \dots \dots \dots 191 /$$

Звідкіля можемо написати

$$\frac{C_p}{C_v} = 1 + \frac{q}{C_v} = 1 + \frac{V_0 \beta q}{C_v} = 1 + \gamma. \dots \dots \dots 192 /$$

Величина γ означає собою кількість тепла, що при $n=1$ є добутком питомого теп-

да та температури; а через те величина $\frac{v}{C_v} = v$ означатиме собою певну ТЕМПЕРАТУРУ. Ця величина:

$$v = \frac{v_0 / \gamma}{C_v} \quad 1931$$

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

Як що безпосередніми досвідними помірами ми знайдемо величину v , то, користаючи зі взору 1921 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 v ОХОЛОДЖЕННЯ ГАЗУ ПРИ ЙОГО РОСШИРІ.

На цьому κ оснований досвід Клемена й Дезорма /1819/. Досвід цей полягає в наступному: береться герметично-закрита посудина A , яка має дві виводні трубки з крантами B та C .

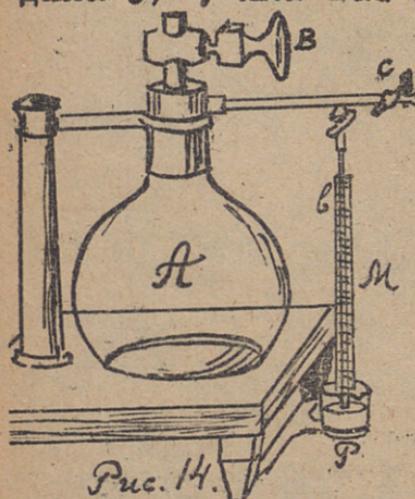


Рис. 14.

Помічку 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 шклянну трубку ν , 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 зредукувати до висоти стовпу РТУТОВОГО /яка служить мірилом барометричного тиснення/. Завначимо таку зредуковану до ртуті висоту стовну в манометрі через h . Як що в мент переведення досвіду барометричне тиснення виносило H ,

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 зредукувати до висоти стовпу РТУТОВОГО /яка служить мірилом барометричного тиснення/. Завначимо таку зредуковану до ртуті висоту стовну в манометрі через h . Як що в мент переведення досвіду барометричне тиснення виносило H ,

то ми скажемо, що тиснення p_1 , під яким знаходився воздух у посудині A , мало вартість: $p_1 = H - h$.

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 первісний обсяг воздуха, що при тисненні $H - h$ виносив v , зменшиться на певну величину Δv ; при цьому ЯКО ВИСЛІД СТИСНЕННЯ ВОЗДУХУ, ПОВСТАНЕ ТЕПЛО, яке збільшить первісну температуру воздуха t на величину Δt . По впливі певного простягу часу воздух у посудині A охолоне й знову набуде температуру зовнішнього оточення t . У ВИСЛІД 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:
 $(H - h')(v - \Delta v) = (H - h)v$ 1941

звідки знайдемо:

$$\Delta v = \frac{v \{ (H-h') - (H-h) \}}{H-h'} = v \frac{h-h'}{H-h'} \quad 195$$

або остаточно:

$$\Delta v = v_0 (1+ft) \frac{h-h'}{H-h'} \quad 196$$

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

$$\frac{p_2 v_2}{1+ft_2} = \frac{p_3 v_3}{1+ft_3}$$

звідки дістанемо:

$$\frac{H(v-\Delta v)}{1+f(t+\Delta t)} = \frac{(H-h')(v-\Delta v)}{1+ft}; \quad 197$$

звідки:

$$H(1+ft) = (H-h') \{ 1+f(t+\Delta t) \} \quad 198$$

З цього взору можемо знайти вираз для Δt . Розкривши дужки в правій частині, дістанемо:

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

що можна переписати так:

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

звідки:

$$\Delta t = \frac{H(1+ft) - (H-h')(1+ft)}{(H-h')f} = \frac{h'(1+ft)}{(H-h')f} \quad 199$$

Са помічку взорів 196 та 199 маємо таким чином можливість обчислити величини Δv та Δt . Отже зміні обсягу газу Δv відповідає певна зміна температури Δt . Вище ми бачили що в тому випадку, коли зміна обсягу одиниці маси ґиносила $v_0 f$, зміна температури окреслювалася величиною v . На основі цього ми можемо скласти пропорцію:

$$\Delta v : v_0 f = \Delta t : v; \quad 100$$

звідкиля:

$$\gamma = \frac{\Delta t}{\Delta v} \cdot v_0 \dots \dots \dots 11011$$

Величини: v_0 /обсяг одиниці маси газу при 0°C/ та γ /коэф.тепл. розширу/ ми маємо право вважати відомими; величини Δv та Δt знаходяться поміжчу взорів /96/ та /99/. Отже зі взору /101/ можемо обчислити величину γ .

А, знайшовши γ , зі взору $\frac{c_p}{c_v} = 1 + \gamma$ обчислимо стосунок $\frac{c_p}{c_v}$; знайшовши безпосередньо по методі Реньо c_p , зможемо на решті обчислити й c_v .

Напишемо остаточний вираз для величини γ , підставивши для цього у виір /101/ вирази для величин Δv та Δt зі взорів /96/ та /99/. Тоді дістанемо:

$$\gamma = \frac{v_0 \cdot h' (1 + \gamma t) / (h - h')}{\gamma (h - h') \cdot v_0 (1 + \gamma t) / (h - h')} = \frac{h'}{h - h'} \dots \dots \dots 11021$$

Таким чином для величини κ дістаємо наступний вираз:

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{h'}{h - h'} = \frac{h}{h - h'} \dots \dots \dots 11031$$

Дією дорогом Клемен і Дезорм знайшли, що для воздуха вартість величини κ виводить 1,41.

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

Метода Клемена 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 маліе. Цей факт впливає певним чином на висліди вимірів.

РОЗДІЛ ЧЕТВЕРТИЙ.

ЦИКЛ КАРНО.

§ 27. Назовемо ТЕПЛОВИМ МОТОРОМ всяке урядження, здібне без обмежень перетворювати тепло в механічну працю. Прикладом такого мотору може служити звичайна парова машина з конденсатором, а також усяка інша машина, в конструкції своїй збазована на періодичному витворенні різниці в температурах певного тіла /газові мотори й інші./ Істотними частинами усіх таких моторів з'являються ОГРІВАЛЬНИК, де дане тіло /пара, газ/ огрівається до високої температури й ХОЛОДИЛЬНИК, де відбувається його охолодження. Вислідом температурних різниць огрівальника та холодильника й з'являється перетворення тепла в механічну працю. Огріте тіло холодильник ПОВЕРТАЄ ДО ПЕРВІСНОГО СТАНУ й таким чином уможливає повне повторення закінченого процесу наново. Такий процес ми умовимося називати ПРОЦЕСОМ ЗАВЕРШЕНИМ.

Теоретично процес, який відбувається в тепловому моторі, є процесом ЗВОРОТНИМ. Однак в умовах реальної дійсності це, як нам відомо, ніколи не має місця. Щоби процес був зворотним необхідно, щоби тіло, діставши в першій його стадії кількість тепла Q за кошт механічної праці R і віддавши в другій стадії досвіду названу кількість тепла Q , СПРИЧИНИЛОСЯ ДО ВИТВОРЕННЯ ТІєї ж КІЛЬКОСТІ МЕХАНІЧНОЇ ПРАЦІ R . Ми знаємо що на практиці це є річчю виключеною і що коли праця R витворила тепло Q , то ніколи відворотний перехід тепла в механічну енергію не справить такої праці мотору, яка була би рівною праці R . Инакше кажу-

чи коли ми маємо тепло Q , то праця R теплового мотору буде завжди меншою від величини γQ ; ($R < \gamma Q$). Стосунок випродукованої тепловим мотором механічної праці до тієї праці, що в'являється еквівалентом виділеного мотором тепла ми назовемо **КОРИСНИМ ЕФЕКТОМ** данного теплового мотору. Отже матимемо:

$$\eta = \frac{R}{\gamma Q} \dots \dots \dots |104|$$

З наведеного вище слідує, що:

$$\eta < 1 \dots \dots \dots |105|$$

себ-то, що **КОРИСНИЙ ЕФЕКТ ТЕПЛОВОГО МОТОРУ Є ЗАВЖЕ МЕНШИМ ОД ОДИНИЦІ.**

Замислившись над цим фактом під час своєї праці по удосконаленню конструкцій парових машин, **КАРНО** /Sadi Carnot/ поставив перед собою запитання такого змісту: чи в'являється неповний перехід тепла в механічну працю вислідом недосконалостей в конструкції машин, а чи він має причину в самій природі річей і є вислідом істнування відповідної закономірности. Це питання Карно трактує в своїй праці *Reflexions sur la puissance motrice de feu et sur la machines propres à developper cette puissance* /1824/

Ознайомимося з головними думками Карно, що висловлені були ним у зазначеній праці:

1. МОТОР ЗВОРОТНИЙ НЕ МОЖЕ ДАВАТИ КОРИСНОГО ЕФЕКТУ, МЕНШОГО НІЖ ІНШИЙ МОТОР - ЗВОРОТНИЙ ЧИ НЕЗВОРОТНИЙ.
2. ДЛЯ ВСІХ ЗВОРОТНИХ МОТОРІВ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ Є ВСЕ ТИМ ЖЕ, ПРИ ЧОМУ ЦЕЙ ЕФЕКТ Є ЗАГАЛОМ МОЖЛИВО - *максимальним*.

Звернувши увагу на той факт, що в кожному тепловому моторі повинен бути **ОГРІВАЛЬНИК** та **ХОЛОДИЛЬНИК**, без яких активний вияв теплової енергії й перетворення її в механічну працю в'являються неможливими, Карно висловлює наступне твердження:

ТЕРМІЧНИЙ МОТОР НЕ В СТАНІ ФУНКЦІОНУВАТИ, ЯК ЩО ВІН НЕ ПОВИРАЄ ТЕПЛА ВІД ОГРІ-

ВАЛЬНИКА Й НЕ ПЕРЕДАЄ ЙОГО ДО ХОЛОДИЛЬНИКА, СЕБ-ТО ЯК ЩО В МОТОРІ НЕ МАЄ МІСЦЯ СПАД ТЕПЛА.

Як бачимо умовою праці мотора є різниця теплових станів ogrівальника та холодильника.

Наведене вище твердження має назву ПОСТУЛАТА КАРНО.

Спираючись на цей постулат Карно висловлює далі ще два такі твердження:

1. ЯК ЩО МИ МАЄМО ДВА ТЕПЛОВІ ДЖЕРЕЛА ПЕВНО-ОЗНАЧЕНИХ ТЕМПЕРАТУР І ПРИ ПОСЕРЕДСТВІ ЦИХ ДЖЕРЕЛ ВИКОНУЮТЬ ФУНКЦІЇ ТЕПЛОВІ МОТОРИ: ОДИН - M ЗВОРОТНИЙ, А ДРУГИЙ - M' - ЗВОРОТНИЙ АБО НІ, ТО КОРИСНИЙ ЕФФЕКТ ПЕРШОРО НЕ МОЖЕ БУТИ НИЖЧИМ ОД ДРУГОГО.

2. ЯК ЩО МАЄМО ДВА ТЕПЛОВІ ДЖЕРЕЛА ОЗНАЧЕНИХ ТЕМПЕРАТУР, ТО ВСІ ЗВОРОТНІ МАШИНИ, ЩО ФУНКЦІОНУЮТЬ ЗА ПОМІЧКУ НАЗВАНИХ ДЖЕРЕЛ, МАЮТЬ УСЕ ТОЙ ЖЕ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ.

3 ЦИХ ТВЕРДЖЕНЬ СЛІДУЄ Т.ЗВ. ЗАСАДА КАРНО:

РУХОВА СИЛА ТЕПЛА НЕ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ЧИННИКІВ, ЯКИХ ЗУЖИТО ПІД ЧАС ПРОЦЕСУ ЇЇ ВИТВОРЕННЯ; ВЕЛИЧИНА ЦЬОЇ СИЛИ СТАВИТЬСЯ ВИКЛЮЧНО ТЕМПЕРАТУРАМИ ТІЛ, ПО-МІЖ ЯКИМИ В КОНЕЧНОМУ ВИСЛІДІ ВІДБУВАЄТЬСЯ ТЕПЛОВИЙ ОБМІН.

В тому разі, коли холодильник має ТЕМПЕРАТУРУ ОТОЧЕННЯ, в якому міститься мотор, функціонування останнього є можливим лише при тій умові, що температура того джерела, яке постачає мотору теплову енергію, є ВИЩОЮ від температури оточення. Отже приходимо до такого твердження:

ПЕРЕТВОРЕННЯ ТЕПЛА З МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ МОТОРОМ, ЩО МІСТИТЬСЯ В ПЕВНОМУ ОТОЧЕННІ Є МОЖЛИВИМ ЛИШЕ ТОДІ, КОЛИ ТЕМПЕРАТУРА OГРІВАЛЬНИКА Є ВИЩОЮ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ НАЙХОЛОДНІШОГО З ТІЛ ОТОЧЕННЯ.

Це твердження є дальшим розвитком твердження попереднього. Вперше воно було висловлено ЛОРДОМ КЕЛЬВИНОМ.

Як би в процесі роботи мотору тепло, яке витворив ogrівальник, відповідним ті-

лом /пара, газ/ у механічну працю перетворювалося ПОВНІСТЮ й до холодильника не передавалося би в найменшій порції, - мотор функціонував би ідеально і корисний його ефект виносив би одиниця. На практиці цього ніколи одначе не буває й певна частина тепла Q' в певній кількості тепла Q , випродукованої ogrівальником, передається до холодильника. Таким чином у механічну працю перетворюється лише кількість тепла $Q - Q'$. При цьому корисний ефект мотору виносить:

$$\eta = \frac{Q - Q'}{Q} = 1 - \frac{Q'}{Q} \dots / 106 /$$

величина $\frac{Q'}{Q}$ дістає назву КОЕФІЦІЄНТА СТРАТИ.

§ 28. Виходячи з тверджень, які нами було наведено в попередньому §, Карно після досвідної перевірки цих тверджень підійшов до певного розв'язання поставленої ним проблеми.

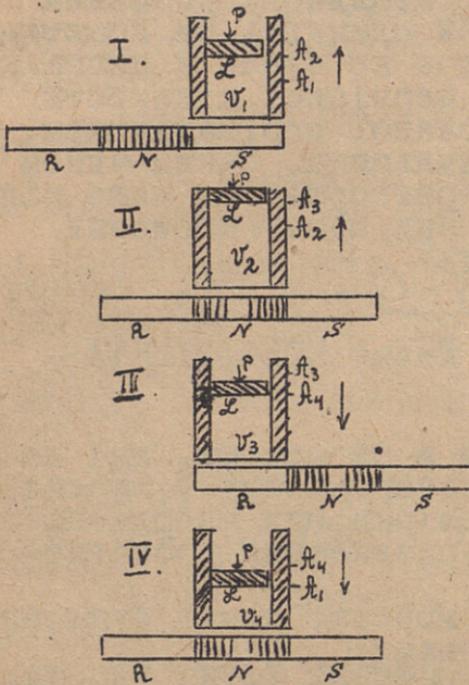
Це розв'язання коротко можна було би окреслити такими словами:

МАКСИМАЛЬНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ ДАЄ ТАКИЙ ЦИКЛ, ЯКИЙ СКЛАДАЄТЬСЯ ВИКЛЮЧНО З ІЗОТЕРМ ТА АДІАБАТ.

Згаданий цикл дістає назву ЦИКЛУ КАРНО.

Ознайомимось з циклом Карно на конкретному прикладі з газом. Уявимо собі, що газ міститься в циліндрі, виготовленому з ідеального термічного ізолятора і /рис.15/ закритому з одного боку дном RS , з другого сміком L . Уявимо собі крім того, що дно RS є пересувне і складається з трьох окремих днів S , N та R , які під час досвіду в необхідний мент хвилино можуть стати одне на місце другого. Дно S є в сполученні з джерелом тепла, яке може постачати теплозу енергію без жадних обмежень і температура якого T_1 відповідає тій температурі, при якій до газу ПІДВОДИТЬСЯ тепло; дно N виготовлено з того ж ізоляційного матеріалу, що й цілий циліндр; нарешті дно R перебуває в сполу-

ченні з тепловим резервуаром, температура якого є рівна тій температурі, при якій тепло відводиться від газу.



Вважатимемо, що початкова температура газу є лише в незначній мірі меншою від температури T_1 . Обидві температури мають по-між собою розрізнитися остільки, щоб з одного боку ця різниця на практиці не була помітною, з другого ж одначе, щоб вона в стані була справити перехід тепла від першого тепло-

Рис. 15

вого резервуару до газу при установці досвіду /I/. Вислідом переходу тепла через днище S до газової маси буде зріст тиснення p , що спричиниться до певного піднесення смоку L /від A_1 до A_2 /; таке піднесення відбуватиметься з дуже незначною швидкістю, бо внутрішнє тиснення p' досить мало відрізнятиметься від тиснення зовнішнього. Під час названого процесу газ довершить певну працю R_1 , що уявлятиме собою еквівалент тієї кількості тепла Q_1 , яку до газу підведено було при сталій температурі T_1 . Як що ми звернемося до графічної інтерпретації переведеного досвіду, то дістанемо /рис. 16 / відповідну /ЗОТР-МУ A_1, A_2 .

По закінченні описаного елементар-

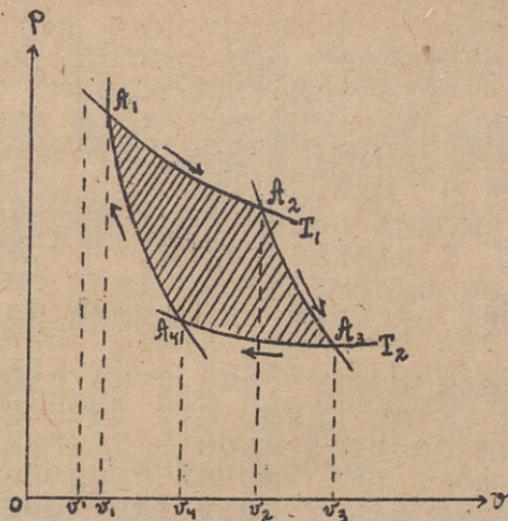


Рис. 16.

мінивши для цього днище S днищем N . Тоді газ продовжуватиме до певного менту свій розшир; такий процес адиабатичного розширу ми підтримуватимемо аж доти, поки газ, довершуючи працю, не охолоне до температури T_2 другого теплового резервуару. При цьому смок L піднесеться ще на певну височину h з положення A_2 перейде до положення A_3 . З інтерпретування графічно описану стадію процесу дістанемо на рис. 16 АДИАБАТУ $A_2 A_3$. Закінченні описаного елементарного процесу обсяг газу набуде вартість v_3 , а через те мірилом праці R_2 , довершеної газом при цьому процесі, служитиме поле фігури $A_2 A_3 v_3 v_2$.

У той мент, коли температура газу осягнула вартости T_2 замінимо кутко днище N днищем R . Після цього почнемо приводити в рух смок L , так щоби він справляв СТИСНЕННЯ газу. Це стиснення має бути таким, щоби кількість тепла Q_2 , витворена довершеною ЗОВНІШНЬОЮ працею, ПЕРЕВОДИЛАСЯ ДО ДРУГОГО ТЕПЛОВОГО РЕЗЕРВУАРУ ПРИ СТАЛІЙ ТЕМПЕРАТУРІ T_2 . Отже зовнішня сила має лише остільки перевищувати внутрішню пруживу силу газу, що-

ного процесу первісний обсяг газу v_1 набуде вартість v_2 , а через те мірилом праці R_1 , довершеної газом при цьому процесі буде поле фігури $A_1 A_2 v_2 v_1$.

Усунемо тепер зв'язок поміж газовою масою та тепловим резервуаром, за-

би в кожний мент часу бути в стані поборо-
ти що пруживу силу. Геометрична інтерпрета-
ція описаного елементарного процесу дасть
ІЗОТЕРМУ $A_3 A_4$. Ізотермичний процес стис-
нення газу триватиме аж дотл, поки названа
вище ізотема НЕ ЗУСТРІНЕ АДІАБАТИ $A_4 A_1$
ПЕРВІСНОЇ ТОЧКИ A ЦІЛОГО ЦИКЛУ.

При цих умовах обсяг газу матиме пев-
ну вартість V_4 і мірою праці R_3 , довер-
шеної вонішніми силами на протязі описано-
го елементарного процесу служитиме поле фі-
гури $A_3 A_4 V_4 V_3$.

У мент, коли обсяг газу став рівним V_4 ,
замінімо дніше R на дніше N , себ-то усу-
немо сполучення газової маси з другим ре-
зервуаром. Як що в цих умовах продовжувати-
немо повільне стиснення газу так, щоби тем-
пературе його від величини T_2 підвищилася
до величини T_1 , то це осягнення первісної
температури T_1 станеться в той самий мент,
коли обсяг газу набуде первісну вартість V_1 .
Покажемо, що це справді є так. Припустимо
протівне, себто що точка зустрічі адіапати
з ізотермою має абсцису, відмінну від V_1 ,
наприклад V' . Тоді ми мали би: $p V' = R T_1$ і
 $p V_1 = R T_2$; звідділя дістаємо $V' = V_1 \frac{T_1}{T_2}$. От-
же бачимо, що точка зустрічі адіапати $A_4 A_1$
з ізотермою $A_3 A_4$ своєю абсцисою має V_1 ,
себ-то первісний обсяг газу, якраз кажучи
ЩО ЗАВЕРШЕННІ ЦИКЛУ КАРНО СИСТЕМА ВЕРНУЛА
ДО СВОГО ПЕРВІСНОГО СТАНУ. Отже бачимо, що
процес Карно уявляє собою ЗАМКНЕНИЙ ЦИКЛ
З двох міх усіх циклів цикл Карно є НАЙПРО-
СТІШИМ. Ми бачимо, що він складається з
двох ізотерм та стількох же адіабат. Зміст
цього процесу полягає в тому, що певна
кількість тепла Q абсорбується тілом при
температурі T_1 і потім віддається назад
при температурі T_2 . З усіх своїх стадій
означений процес у ПЕВНІМ МІТРИ ЗАДОВОЛЬНЯЄ
УМОВАМ ЗРОБНОСТІ, бо з одного боку дане
тіло не перебуває в жадньому іншому контак-
ті як лише з тілом, температура якого від
його власної температури РІВНЯТЬСЯ БЕЗМЕЖ-
НО-МАЛО; з другого боку всі зміни обсягу
відбуваються ДО КРАЙНОСТІ ПОВІЛЬНО, а зов-

нішня сила, що тисне на смок циліндру з одного боку по своїй величині безмежно-мало різниться від внутрішньої сили пруживості газу, що тисне на смок з другого боку.

Для двох теплових резервуарів заданих температур цикл Карно уявляє собою ЄДИНО-МОЖЛИВИЙ ЗВОРОТНИЙ ПРОЦЕС, який надається до довершення на тілі за поміччу двох названих джерел тепла.

§ 29. Через що ж саме процес Карно, з властивостями якого ми вище ознайомилися, з'являється найбільш вигідним, з яких власне причин він дає максимальний корисний ефект? Щоби дати відповідь на це запитання з аналізуємо ближче перебіг цього процесу, себ-то ті зміни яких зазнає в ньому газ. Перед тим згадаймо, що корисний ефект

$$\eta = \frac{a - a'}{a}$$

має максимальну вартість тоді, коли $a' = 0$, себ-то коли кількість переданого до холодильника тепла виносить нуль. Отже бачимо, що ДЛЯ МОЖЛИВОГО ЗБУДЬШЕННЯ КОРИСНОГО ЕФЕКТУ η КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА a' , що відводиться від тіла, НЕОБХІДНО ПО МОЖЛИВОСТІ ЗМЕНШИТИ. Для величини a' ми маємо вираз:

$$a' = c_v (T_2 - T_1) + A \mathcal{L}; \quad |107|$$

Мінімальні вартості величина a' може мати тоді коли права частина виразу $|107|$ або в цілому обертається в нуль, або стає рівним нулю перший її член, себ-то: $c_v (T_2 - T_1) = 0$

Отже маємо:

$$\left. \begin{array}{l} a' = 0 \\ \text{або} \\ T_2 = T_1 \end{array} \right\} \quad |108|$$

Перша умова відповідає процесу АДІАБАТИЧНОМУ, друга - процесу ІЗОТЕРМІЧНОМУ. Таким чином бачимо, що ЦИКЛ КАРНО СЕБ ТО ЦИКЛ З МАКСИМАЛЬНИМ КОРИСНИМ ЕФЕКТОМ МОЖЕ СКЛАДАТИСЯ ДИ-ШЕ З ПРОЦЕСІВ ІЗОТЕРМІЧНИХ ТА АДІАБАТИЧНИХ. Першу стадію циклу Карно творить ІЗОТЕР-

МИЧНИЙ РОСШИР газу у вислід ПІДВЕДЕННЯ ЗІ ЗОВНІ ДО ТІЛА ТЕПЛА

$$Q_1 = A L_1$$

|109|

Другу стадію процесу складає АДІАБАТИЧНИЙ РОСШИР, при якому температура знижується з T_1 до T_2 , а газом коштом його внутрішньої енергії / яка при цьому відповідно маліє / довершується праця

$$A L' = c_v (T_1 - T_2)$$

|110|

Третю стадію творить ІЗОТЕРМІЧНЕ СТИСНЕННЯ при якому ВІД ТІЛА ВІДБИРАЄТЬСЯ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА Q_2 ЕКВІВАЛЕНТНА ПРАЦІ СТИСНЕННЯ:

$$-Q_2 = -A L_2$$

|111|

Нарешті четверта стадія уявляє собою АДІАБАТИЧНЕ СТИСНЕННЯ, при якому ПРАЦЯ ЗОВНІШНІХ СИЛ СПРАВЛЯЄ ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ГАЗУ з T_2 до T_1 ВІДПОВІДНИЙ ЗРІСТ ЙОГО ВНУТРІШНЬОЇ ЕНЕРГІЇ. Ця праця визначиться виразом

$$-A L'' = c_v (T_2 - T_1)$$

|112|

Знак мінус узято тут через те, що в даному разі працю довершує не сам газ, а навпаки вона довершується на ньому зовнішніми силами.

Як що ми звернемося до рис. 16, то побачимо, що заштриховане на ньому внутрішнє поле циклу означає собою ПОВНУ ПРАЦЮ довершену газом на протязі циклу.

Як що ми просумуємо вирази |109|, |110| |111| та |112| то дістанемо:

$$Q_1 - Q_2 = R(L_1 - L_2) = A L$$

|113|

Звідкиля бачимо, що

$$L = L_1 - L_2$$

|114|

Можемо показати дорогою прикладання інтегрального рахування, що при ІЗОТЕРМІЧНОМУ РОСШИРІ /ізотерма $A_1 A_2$ / має місце залежність

$$L_1 = p_1 v_1 \log \text{nat} \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = R T_1 \log \text{nat} \left(\frac{v_2}{v_1} \right)$$

|115|

так само для ІЗОТЕРМІЧНОГО СТИСНЕННЯ /ізотерма $A_3 A_4$ / матимемо:

$$L_2 = p_3 v_3 \ln \left(\frac{v_3}{v_4} \right) = RT_2 \ln \left(\frac{v_3}{v_4} \right) \quad |116|$$

Для АДІАБАТИЧНОГО РОСШИРУ /адіабата $A_2 A_3$ / на основі взору /87/ можемо написати:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^{\kappa-1} \quad |117|$$

Аналогічно для АДІАБАТИЧНОГО СТИСНЕННЯ /адіабата $A_4 A_1$ / матимемо:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_4}{v_1} \right)^{\kappa-1} \quad |118|$$

Прирівнюючи два останні вирази один до другого дістанемо:

або
$$\left. \begin{aligned} \frac{v_3}{v_2} &= \frac{v_4}{v_1} \\ \frac{v_3}{v_4} &= \frac{v_2}{v_1} \end{aligned} \right\} \quad |119|$$

себ-то для того щоби ЕЛЕМЕНТАРНІ ПРОЦЕСИ МОГЛИ ВИТВОРИТИ ЦИКЛ НЕОБХІДНО, ЩОБИ СТОСУНОК ОБ'ЄГІВ ПІД КІНЕЦЬ ТА НА ПОЧАТКУ ІЗОТЕРМІЧНОГО РОСШИРУ РІВНЯВСЯ СТОСУНКУ ОБ'ЄГІВ НА ПОЧАТКУ ТА ПІД КІНЕЦЬ ІЗОТЕРМІЧНОГО СТИСНЕННЯ.

Взявши на увагу взору /119/ й поділивши один на другий вирази /115/ та /116/ дістанемо:

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2} \quad |120|$$

Отже для корисного ефекту η дістанемо вираз:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{L_1 - L_2}{L_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad |121|$$

себ-то КОРИСНИЙ ЕФЕКТ ПРИ ЦИКЛІ НАРНО ЗАЛЕЖИТЬ ЛИШЕ ВІД СПАДУ ТЕМПЕРАТУРИ, себ-то від різниці в температурах огрівальника та холодильника.

Взір /121/ показує що величина η обер-

гається в одиницю при $T_2 = 0$ себ-то що ПОВНЕ ПЕРЕТВОРЕННЯ ТЕПЛА В КОРИСНУ ПРАЦЮ МОЖЕ МАТИ МІСЦЕ ТОДІ КОЛИ ТЕМПЕРАТУРА ХОЛОДИЛЬНИКА ВІНОСИТЬ АБСОЛЮТНИЙ НУЛЬ. Не маючи змоги надавати холодильнику таку низьку температуру, ми все ж можемо збільшити в певних межах температурну різницю, підносячи для того температуру ogrівальника; цією дорогою вартість корисного ефекту в певній мірі можна наблизити до I.

§ 30. Через що ж процес Карно, який в межах двох заданих крайніх температур дає максімальний корисний ефект не знаходить собі реального здійснення на практиці. Щоб дати відповідь на це запитання звернемося до конкретного прикладу. Переводитимемо в

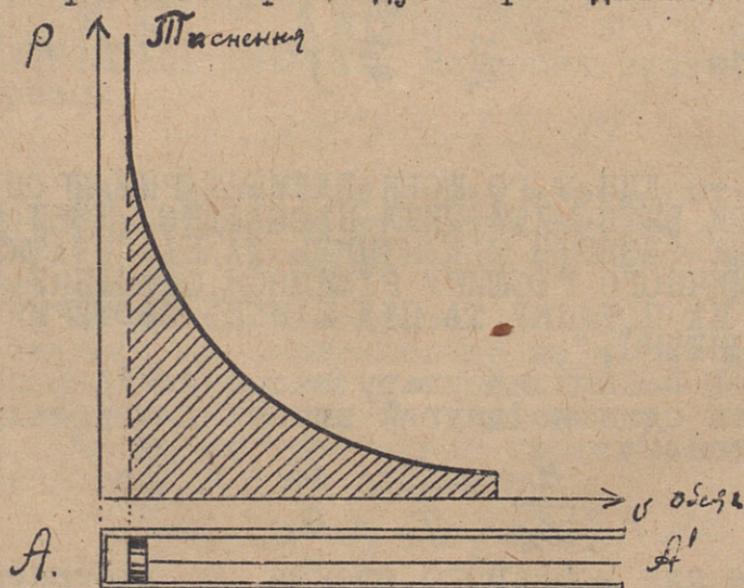


Рис. 17.

циліндрі AA' /рис. 17/ стиснення газу й для кожного положення смюку, подаватимемо графічно відповідні вартості обсягу газу V та його тиснення p . Тоді дістанемо криву, показану на рисунку. Відповідне поле, що має визначати величину довершеної праці /на ри-

сунку застроюване / з являється як бачимо, досить НЕЗНАЧНИМ, не дивлячися на те, що тиснення ссыгає дуже значної лартости. Коли додати до цього ще й те, що цилиндр має бути дуже довгим, а всі загалом частини механізму масивними /при високих тисненнях/ й тяжкими, то зробиться ясним, що страти на: поборення тертя й ріжних інших спорів будуть остільки значні, що корисний ефект даного процесу помітно відійде від одиниці.



Р О З Д І Л П Я Т И Й .

ДРУГА ТЕРМОДИНАМІЧНА ЗАСАДА.

§ 31. Наш попередній виклад у де-яких своїх частинах носив цілком абстрактно-теоретичний характер. Але на основі цього не слід думати, що такою з'являється наша наука в цілому, не слід трактувати термодинаміку, яко науку умоворну. Навпаки необхідно пам'ятати, що в основі своїй вона спирається на факти досвіду й що базами її з'являються ті експериментально-угрунтовані твердження, які мають назву **ДВОХ ТЕРМОДИНАМІЧНИХ ЗАСАД**. З однією з цих засад ми мали вже нагоду ознайомитися. Перша термодинамічна засада перебуває, як ми бачили, в органічному зв'язку з законом збереження енергії. Останній вона певним чином конкретизує й надає йому вигляд кількістно-окресленої закономірності. Перша термодинамічна засада каже, що **ПЕРЕБІГ УСІХ ПРОЦЕСІВ ПРИРОДИ ВІДБУВАЄТЬСЯ ТАК, ЩО ЗАВЖДИ ПЕВНА КІЛЬКІСТЬ ОДИНИЦЬ ОДНОЇ ЕНЕРГІЇ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В ПЕВНУ, ТОЧНО-ОЗНАЧЕНУ КІЛЬКІСТЬ ОДИНИЦЬ ДРУГОЇ ЕНЕРГІЇ**. Отже бачимо, що перша засада трактує питання про те **ЯК-САМЕ** відбуваються процеси природи; вона аналізує їх **ВНУТРІШНІЙ МЕХАНІЗМ** і встановлює певні норми праці цього механізму. Далі цього перша термодинамічна засада не йде. Але з одного боку абстрактна думка каже нам, що всякий життєвий процес повинен мати якусь свою **МЕТУ** і відповідно до останньої **ВЛАСТИВИЙ ЙОМУ НАПРЯМОК**, з другого боку спостереження над життям всесвіту мимоволі приводять нас до думки про існування в природі **ЄДИНОГО СПІЛЬНОГО НАПРЯМКУ**, що об'єднує в собі всю різноманітність нечис-

лимих її процесів.. Як ті пасажири, що посуваючись по падубі пароплаву в різних напрямках, підлягають загальному пересуненню в напрямку руху пароплава, руху, що домінує над усіма їх різноманітними рухами, - так і в житті природи уважне око дослідувача викриває певний домінуючий процес, що об'єднує в собі й забирає під свій вплив всі без найменшого винятку процеси природи.

Отже приходимо до такого висновку: життя природи, при всій різноманітності своїх проявів має певну, характерну для нього ТЕНДЕНЦІЮ й перебіг усіх своїх процесів СКЕРУЄ В ПЕВНОМУ НАПРЯМКУ.

Питання про те ЩО-САМЕ відбувається в природі й творить основу її життя та В ЯКОМУ САМЕ ЗАГАЛЬНОМУ НАПРЯМКУ ВІДБУВАЮТЬСЯ ВСІ ЖИТТЄВІ ПРОЦЕСИ, це питання складає об'єкт ДРУГОЇ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ ЗАСАДИ. До ознайомлення з нею ми нині й перейдемо.

§ 32. Почнемо з ближчого розгляду НАТУРАЛЬНИХ процесів природи, себ-то таких процесів, які відбуваються САМІ-СОБОЮ, без найменших впливів та штучних заряджень з нашого боку. Будь-яке тяжке тіло завше падає з гори додолю. Тепло завжди переходить від тіл більш ogrітих до тіл, ogrітих менше. Газ завше намагається збільшити свій обсяг. Два гази, прийшовши у контакт завше підпадають дифузії. Маса течі завше проступає з до одного поєму. Сіль розпускається у воді, при чому молекули її завжди проступають від місць з більшою концентрацією до місць з концентрацією меншою. Механична праця завше переходить у тепло.

Ми назвали цілу низку процесів. Всі вони можливі, бо з'являються НАТУРАЛЬНИМИ, себ-то дійсно відбуваються в природі. Процеси, ПРОТИЛЕЖНІ наведеним, слід видимо назвати НЕНАТУРАЛЬНИМИ. Піднесення тяжкого тіла до гори, перехід тепла від тіл менш ogrітих до тіл більш ogrітих, встановлення мас течі на різних поємах і т.д. все це будуть процеси НЕНАТУРАЛЬНІ. Одначе чи можемо ми їх назвати неможливим. В найменшій мірі ні; бо кожного

дня на власні очі переконаємося в їх можливості: підносимо з долини догори тяжкі предмети, подаємо помпам воду, викристалізуємо з розчинів соли, стискуємо в десятки разів газ і у парових та інших моторах здобуємо коштом тепла механічну працю і т.д. Отже з'являються можливими й процеси ненатуральні. А в чому ж тоді полягає різниця поміж ними й натуральними процесами? Не треба довго замислюватися щоби дати відповідь на це запитання. І відповідь на нього є така: НЕ ВСІ ПРОЦЕСИ, ЩО МОЖУТЬ МАТИ МІСЦЕ В ПРИРОДІ, З'ЯВЛЯЮТЬСЯ ОДНАКОВО МОЖЛИВИМИ; ОДНІ З НИХ МАЮТЬ БІЛЬШУ МОЖЛИВІСТЬ, ІХ МИ НАЗИВАЄМО ПРОЦЕСАМИ НАТУРАЛЬНИМИ ДРУГІ МАЮТЬ МЕНШУ МОЖЛИВІСТЬ, ІХ МИ НАЗИВАЄМО ПРОЦЕСАМИ НЕНАТУРАЛЬНИМИ.

Зі сказаного нами раніше слідує, що процеси НАТУРАЛЬНІ мають ту перевагу, що вони відбуваються САМІ-СОБОЮ, до чого не здібні процеси ненатуральні. Отже приходимо до такого висновку: НАПРЯМОК ПЕРЕБІГУ ПРОЦЕСІВ НАТУРАЛЬНИХ МАЄ ПЕРЕВАГУ ПЕРЕД НАПРЯМОК ПЕРЕБІГУ ПРОЦЕСІВ НЕНАТУРАЛЬНИХ. Таким чином названий напрямок є ДОМІНУЮЧИМ у житті природи і з'являється символом існування певної ТЕНДЕНЦІЇ в цілому процесі цього життя.

§ 33. Різні працівники в галузі термодинамики різними способами робили спроби окреслення наведеного вище факту існування в загальному процесі життя всесвіту певної домінуючої тенденції. Таким чином вони підходили до різних сформульовань ДРУГОЇ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ ЗАСАДИ, предметом якої з'являється згаданий факт.

В найбільш-примитивній редакції друга термодинамічна засада була сформульована /р.1850/ КЛАУЗІУСОМ /Clausius/. Редакція ця є наступною:

ПРИ ЖАДНИХ УМОВАХ ТЕПЛО НЕ МОЖЕ САМОСТІЙНО, СЕБ-ТО БЕЗ БУДЬ-ЯКОГО СТОРОННЬОГО ВТРУЧАННЯ, ПЕРЕХОДИТИ ВІД ТІЛ ХОЛОДНІШИХ ДО ТІЛ ТЕПЛІШИХ, РІВНИМ ЧИНОМ ЯК ПРИ ЖАДНИХ УМОВАХ НЕ МОЖЕ САМА СОБЮ ВИТВОРИТИСЯ ПО МІЖ

ОДНАКОВО-ОГРІТИМИ ТІЛАМИ ТЕМПЕРАТУРНА РІЖНИЦЯ.

Наведена редакція другої термодинамічної засади підкреслює ту думку, що процеси **НЕНАТУРАЛЬНІ**, себ-то протилежні натуральним, ніколи самі-собой відбуватися не можуть. Ближче дослідження цієї справи показує, що в тому випадку, коли ми штучно викликаємо такі процеси, **ВСЬКОМУ НЕНАТУРАЛЬНОМУ ПРОЦЕСУ КОНЧЕ ТОВАРИШИТЬ ПРОЦЕС НАТУРАЛЬНИЙ**. Додаючи до процесу ненатурального процес натуральний природа ніби то **КОМПЕНСУЄ** своє право, порушене людськими зусиллями. Для названої компенсації ненатурального процесу процес натуральний повинен мати **ВІДПОВІДНУ ІНТЕНСИВНІСТЬ**. Умовимося інтенсивність натуральних процесів уважати величиною додатною, а інтенсивність ненатуральних процесів - від'ємною. Тоді дослідження з'явищ природи приведе нас до наступного висновку: **СУМА ІНТЕНСИВНОСТЕЙ БУДЬ-ЯКИХ ПРОЦЕСІВ МОЖЕ ДАВАТИ ЛИШЕ АБО НУЛЬ АБО ВЕЛИЧИНУ ДОДАТНУ**. Скажемо відразу, що вартість нуля відповідає ідеальному випадку, а саме процесу **ЗВОРОТНОМУ**, вартості від нуля більші **ВІДПОВІДАЮТЬ** звичайним **НЕЗВОРОТНИМ** процесам. Що це справді так - легко переконатися. Справді коли би для одного напрямку зворотного процесу ми мали би нерівність: $\gamma > 0$, то для напрямку протилежного первісному дістали би $\gamma < 0$, що неможливо.

§ 34. Инакше сформулював другу термодинамічну засаду **В. ТОМСОН** /лорд **КЕЛЬВИН**/. Виходячи з того, що конечною передумовою перетворення теплової енергії в механічну працю є **ПЕРЕХІД ТЕПЛА** від одних тіл до других і що такий перехід може відбуватися лише в певному напрямку, а саме від тіл більш огрітих до тіл менш огрітих, **В. Томсон** дав /р.1851/ другий термодинамічний засади таке сформулювання:

НЕМОЖЛИВО ОДЕРЖАТИ ПРАЦЮ ВІД БУДЬ-ЯКОГО МАТЕРІАЛЬНОГО ТІЛА ПРИ ОХОЛОДЖЕННІ ЙОГО ДО ТЕМПЕРАТУРИ, НИЖЧОЇ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ НАЙБІЛЬШ ХОЛОДНОГО З ТІЛ ТОГО ОТОЧЕННЯ, В ЯКОМУ ПЕРЕБІУВАЄ ДАНЕ ТІЛО.

Зі змістом наведеного твердження ми вже власне ознайомилися в § 27. Тут воно подається лише в трохи відмінній редакції і в іншому, ширшому освітленні. Це твердження дозволяє зрозуміти через що-саме в ролі теплових моторів можуть виступати лише тіла ОГРІТІ, себ-то такі, температура яких є вищою від температури тіл, що складають оточення нашого життя. Фактично всі ці тіла входять значними запасами теплової енергії, бо абсолютна температура кожного з них виносить близько 300°, однак використовувати ці теплові акумулятори в звичайних умовах нашого земного життя не з'являється можливим. Для того щоби такі акумулятори віддавали назовні свою теплову енергію, що при цьому оберталася би в механічну працю, необхідно існування тієї або іншої різниці температур; поки її немає використання теплових запасів нашого оточення /вовдуху, Землі й инш./ для одержання механічної праці є неможливим.

Щоби зрозуміти це наведемо приклад з гидравлики: які б значні запаси води ми не мали, використання їх, яко механічного рухового чинника, не можливо аж доти, поки вся маса води має один рівень. РІЗНИЦЯ РІВЕНІВ водяних мас є тією кінцевою передумовою, без додержання якої неможлива найменша утилізація нагрітих мас.

РІЗНИЦЯ ТЕМПЕРАТУР є цілком такою же передумовою для утилізації теплових запасів різних тіл нашого оточення.

Свого часу ми назвали "perpetuum mobile ПЕРШОГО РОДУ" таке урядження, за помічу якого механічну працю можна витворювати з нічого. Назовемо тепер "perpetuum mobile ДРУГОГО РОДУ" таке урядження, яке би дозволяло здобувати механічну працю за рахунок теплових запасів нашого земного оточення.

Тоді попереднє твердження В. Томсона можна подати в такій редакції:

perpetuum mobile ДРУГОГО РОДУ є НЕМОЖЛИВИМ.

Трохи пізніше /р. 1852/ той же В. ТОМСОН дав другій термодинамічній засаді инше

сформулювання. Останнє з значно ширшим, а також і глибшим по своєму змісту від попереднього. Воно звертає увагу на той факт, що, визнаючи в процесі природи різних перетворень, енергія при цьому підпадає розсі-
ВАННЮ й таким чином РОСПОРОШУЄТЬСЯ. Справді, слідкуючи за перебігом життя природи ми в усіх його проявах уловлюємо ТЕНДЕНЦІЮ ДО ВИРІВНЯННЯ НАПРУЖЕНЬ. Тепло простує перейти від тіл більш нагрітих до тіл менш нагрітих, себ-то ВИРІВНЯТИ РІЗНИЦЮ ТЕПЛОВИХ НАПРУЖЕНЬ, електричність різних знаків намагається злучитися одна з другою, простуючи таким чином до ВИРІВНЯННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ НАПРУЖЕНЬ, маси течі, що знаходяться на різних позомах намагаються зійтися до одного позоми для ВИРІВНЯННЯ ГІДРОСТАТИЧНИХ НАПРУЖЕНЬ і т.д. і т.д. Це НІВЕЛЯЦІЙНУ ТЕНДЕНЦІЮ цей НАХІЛ ПРИРОДИ ДО ВИРІВНЯННЯ ВСІХ БЕЗ ВИНЯТКУ НАПРУЖЕНЬ й досягнення таким чином РІВНОМІРНОГО РОСПРЕДІЛЕННЯ ЕНЕРГІЇ в ЦІЛОМУ ВСЕСВІТІ окреслює як раз нова Томсонова редакція другої термодинамічної за-
сади; вона каже нам що ЕНЕРГІЯ ВСЕСВІТУ ПРОСТУЄ ДО РОСПОРОШЕННЯ СЕБ ТО ДО ПЕРЕТВОРЕННЯ В РІВНОМІРНО-РОСПРЕДІЛЕНУ ЕНЕРГІЮ Т Е П Л О В У.

Наведене твердження цілком вправно окреслює нам ту загальну тенденцію життя природи, про яку ми згадували раніше і яка складає ХАРАКТЕРНУ ОЗНАКУ НАТУРАЛЬНИХ ПРОЦЕСІВ. Сонце й інші небесні тіла, що а'являються могутніми джерелами енергії, випромінюють останню у величезних кількостях до космічних просторів, температура яких теоретично є дуже близькою, а практично має вважатися рівною абсолютному нулю. Енергія найрізноманітніших джерел, перетворившись кінець-кінцем у енергію теплову, простує до безмежних міжзор'яних просторів, де безслідно поглиняється велетенським космічним холодильником. З бігом часу напруження енергії в усіх закутках всесвіту спадає, а ра-

х/ Наприклад Сонце випромінює в одну секунду кількість енергії, що вимірюється 800.000 триліонів кінських сил.

вом з тим і СЛАБШАЄ ТЕМП ЙОГО ЖИТТЯ.

Це життя притишується, загасає, ПРОСТУЄ ДО ПОВНОГО СУПОЧИНКУ. Рух є символом життя. Супочинок так само є символом смерті. Отже приходимо ніби то до дуже невеселого для нас висновку про те, що всесвіт уявляє собою певний організм, який підпадає загальному для всього живого закону - закону смерті. Велична будівля життя, що дивує нас своєю могутністю, досконалою гармонійністю та неосяжною красою, раніше чи пізніше має стати здобутком смерті, обернутися в руїну....

Трактування обмежених термодинамічних проблем несподівано привело нас до філософського питання виключної ваги та інтересу. Зупинятися на довшому й докладнішому трактуванні його ми тут не будемо. І, не розв'язуючи його, спокійно підемо далі, не турбуючися про становищтієї командні, доля якої є зв'язана з долею малесенької порошоківки великого всесвіту, і яка носить назву земного людства. На її вік усього вистарчить; бо в житті космосу все міряється не годинами й днями, а мільонами та сотнями мільонів років.

§ 35. Ще інші сформульовання другий термодинамічній засаді дали ПФАУНДЛЕР /*Pfaundler*/ та БОЛЬЦМАН /*Ludwig Boltzmann*/. Пфаундлерова редакція підкреслює той факт що в процесі перетворення свого з одних форм у другі ЕНЕРГІЯ з бігом часу ГУБИТЬ СВОЮ ЯКІСТЬ, А З НЕЮ Й ВАРТІСТЬ. Зниження останніх є безпосереднім вислідом окресленої нами вище тенденції енергії до РОСПОРОШЕННЯ. В зібраному, сконцентрованому вигляді енергія має певну вартість; у вигляді розсіяному, розпорошеному цієї вартості вона вже немає. Пояснимо це обезцінення енергії на прикладі. В казані фабричної машини міститься де-яка маса водяної пари, що перековує в собі ПЕВНУ кількість теплової енергії. Цю теплову енергію можна обернути в механічну працю й привести в рух усі фабричні станки. Випустимо далі пару з казану на вільне повітря, так що би вона розійшлася по всьому фабричному по-

мешканню. Чи можливо буде тепер використати її як руховий чинник для приведення в рух станків? Не треба найменш замислюватися над цим запитанням, щоб дати на нього негативну відповідь. Отже бачимо, що в даному разі теплова енергія хоч і зберіглася але у вислід свого розпорощення бездієнилася.

Вода в техніці є одним з рухових чинників. Вона творить собою те "біле вугілля", про використання якого так мріють тепер інженери. А чи при всяких умовах це біле вугілля має все ту ж вартість? Знову не треба довго замислюватися, щоб дати негативну відповідь. Справді розглянемо якусь масу води, наприклад 1 мільон кілограмів. Як що таку масу води ми візьмемо в річці, то вона як руховий чинник має цілком певну вартість; перепустивши її, наприклад, через турбину ми дістанемо відповідних розмірів механічну працю. Випомпуюмо тепер згадану кількість води з річки й розіллємо її по широкому простору її берегів, так щоб вона вкрила землю тонесенькою верствою. Запитаймо тепер: чи знайдеться який-небудь інженер, що спромігся б використати цю розіллиту воду в роді рухового чинника. Без сумніву ні. Отже бачимо, що все та ж водяна маса в одних умовах як джерело енергії має певну вартість, в інших умовах цієї вартості вже не має. Але ж згадаймо відразу, що до цих останніх умов при всіх натуральних процесях вода й простує, що всюди й завше вона збігає з вищих місць до місць нижчих, "розливається" по широких просторах, витворюючи при цьому озера, моря та океани. Правда акцією соняшних промінів водянні маси знову зенуться "до-гори", щоб, впавши на землю в формі дощу чи снігу, створити нові запаси води, необхідні для піддержання руху останньої, але такий стан річей не змінює справи, не нищить ТЕНДЕНЦІЇ САМОЇ ВОДИ ЗАНЯТИ НАЙНИЖЧЕ МОЖЛИВЕ ПОЛОЖЕННЯ, ЗВЕСТИ ВІЛЬНІ ПОВЕРХНІ ВСІХ СВОЇХ МАС ДО ОДНОГО ПОЗЕМУ й після цього ПЕРЕЙТИ ЗІ СТАНУ РУХУ В СТАН ВІЧНОГО СУПОЧИНКУ.

Всесвіт простує до вічного супочинку,

бо енергія губить свою первісну якість, обезцінюється. Ось до якого висновку приводить неблагано нас спостереження життя природи. І відповідно до цього ПФАЙДЛЕР другу термодинамічну заваду формулює так:

ЕНЕРГІЯ В ПРИРОДІ ПРОСТУЄ ДО ВИРОДЖЕННЯ, ПРОСТІР ТА МАТЕРІЯ, ЯКО ЇЇ НОСІІ, ДО ОБЕЗЦІНЕННЯ.

Окремо від усіх попередніх сформульовань другої термодинамічної завади стоїть сформулювання БОЛЬЦМАНА. Останнє базується на пристосованні до термодинамічних процесів ідей та визначень ТЕОРІЇ ПРАВДОПОДІБНОСТЕЙ. Не маючи можливості зупинитися на цьому питанні в належній мірі, зробимо спробу пояснити суть справ в де-кількох словах.

Факт існування ПЕРВІСНОГО НАТУРАЛЬНОГО НАПРЯМУ в перебізі процесів природи приводить нас до висновку, що КОЖДИЙ ПОСЛІДУЮЧИЙ /В ЧАСІ/ СТАН ВСЕСВІТУ Є В БІЛЬШІЙ МІРІ ПРАВДОПОДІБНИМ НІЖ КОЖДИЙ ЇЇ ПОПЕРЕДНІЙ СТАН. Щоб лєкше зрозуміти зміст цього твердження розглянемо який небудь приклад. Візьмемо, скажемо, газ. Цей газ може бути в чистому, незмішаному вигляді або у вислід дифузії перебувати в суміші з іншими газами. Останній випадок слід уважати ПРАВДОПОДІБНІШИМ од першого.

Справді коли ми в даний мент маємо абсолютно чистий газ, то за годину він може бути або чистим, або змішаним; коли ж у даний мент ми маємо змішаний газ, то за годину він може бути лише таким /бо процес, протилежний процесу дифузії, яко НЕНАТУРАЛЬНИЙ, сам собою відбутися не може/. Отже бачимо, що два стани газу МАЮТЬ РІЗНУ ПРАВДОПОДІБНІСТЬ: МЕНШУ ПРАВДОПОДІБНІСТЬ МАЄ СТАН ПЕРВІСНИЙ, БІЛЬШУ ПРАВДОПОДІБНІСТЬ МАЄ СТАН КІНЦЕВИЙ, ДО ЯКОГО ВІД ПЕРВІСНОГО СТАНУ ТІЛО ДІЙШЛО ДОРОГОЮ НАТУРАЛЬНОГО ПРОЦЕСУ.

Після цих попередніх зауважень ми вже зможемо зрозуміти належним чином зміст Больцманової формули:

ПРИРОДА ПРОСТУЄ ВІД СТАНУ МЕНШ-ПРАВДОПОДІБНОГО /*unwarscheinlich*/ ДО СТАНУ БІЛЬШ-ПРАВДОПОДІБНОГО /*warscheinlich*/.

§ 36. Звернемося до математичного окреслення другої термодинамічної засади. Для корисного ефекту зворотного циклу Карно ми маємо вираз:

$$\eta = \frac{Q - Q'}{Q} = \frac{T - T'}{T} \dots \dots \dots /122/$$

В тому випадку коли ізотерми T та T' з'являються одна до другої досить близькими, маємо $T - T' = dT$; $Q - Q' = dQ$. В такому разі вираз /122/ приймає вид:

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{dT}{T} \dots \dots \dots /123/$$

Взір /122/ можна переписати так:

$$1 - \frac{Q'}{Q} = 1 - \frac{T'}{T};$$

Звідкиля дістанемо:

$$\frac{Q}{T} = \frac{Q'}{T'} \dots \dots \dots /124/$$

Як що тепло, одержане тілом зі зовні, вважатимемо додатним, а тепло, віддане їм зовнішньому оточенню, від'ємним, то останній вираз перепишеться так:

$$\frac{Q}{T} + \frac{Q'}{T'} = 0 \dots \dots \dots /125/$$

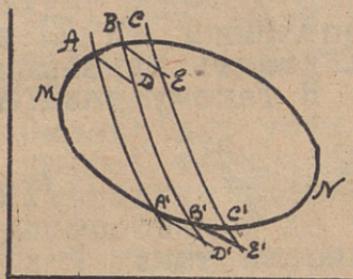
що й дає математичний вислів другої термодинамічної засади.

Взір /125/ стосується до циклу Карно, складеного виключно з процесів ізотермічних та адіабатичних. Одначе, як показав КЛАПЕЙ-РОН /Кларішон /, його певним чином можна поширити й на загальний випадок зворотного циклу. Справді такий цикл можна за помічу нивки адіабат AA', BB', CC' та ізотерм $AD, BE, A'D', B'E'$ розкласти на елементарні цикли $AA'D'DA, BB'E'E'VB$ і т.д. Для кожного з таких елементарних циклів матиме місце рівняння:

$$\frac{dQ}{T} + \frac{dQ'}{T'} = 0 \dots \dots \dots /126/$$

де dQ означає кількість тепла, яку тіло дістало на одній ізотермі - температури T

/наприклад AD /, а dQ' - кількість тепла, яку тіло здобуло на другій ізоермі - температурі T' /наприклад $D'A'$ /.



Для цілого процесу, що уявляє собою зворотний цикл довільного типу, ми дістанемо вираз:

$$\int_{abcnc's'v'a'ma} \frac{dQ}{T} = 0 \dots /127/$$

Рис. 10.

Взир /127/ є другим більш загальним математичним окресленням другої термодинамічної засади.

Звернемося тепер до того випадку, коли серед елементарних процесів, з яких складається даний цикл, знаходяться процеси як зворотні, так і незворотні.

При кожному незворотному процесі тепло в механічну працю перетворюється НЕ ПОВНІСЬЮ. Якась частина його - назовемо її q - лишається без використання. Отже є цілком зрозумілим, що на цю величину q ми повинні в данному разі збільшити загальну кількість тепла Q . Таким чином для корисного ефекту дістанемо вираз:

З нерівенства

$$\eta = \frac{(Q+q) - (Q'+q)}{Q+q} = \frac{Q-Q'}{Q+q} \dots /128/$$

бачимо, що ПРИ ПРОЦЕСІ НЕЗВОРОТНОМУ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ Є МЕНШИМ А НІЖ ПРИ ПРОЦЕСІ ЗВОРОТНОМУ.

Основні взори для зворотного процесу /124/ та /127/ перетворюються в такі

$$\frac{Q+q}{T} - \frac{Q'+q}{T'} < 0$$

або, на основі виразу /125/:

$$- 75 - \\ \eta \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T'} \right) < 0$$

/129/

та

$$\int \frac{dQ}{T} < 0$$

/130/

АБСЛЮТНА

§ 37. Друга термодинамічна засада,

як то свого часу показав В. ТОМСОН (лорд КЕЛЬВІН), створює можливість встановити АБСОЛЮТНУ ТЕМПЕРАТУРНУ СКАЛЮ, себ-то таку скалю, яка від фізичних властивостей термометричного тіла в найменшій мірі не залежить. Цій вимозі зовсім не задовольняє скаля звичайних ртутних термометрів, а також й термометрів газових, конструкція яких збазована на тепловому розширенні тих або інших тіл.

В термометрах газових вплив фізичних властивостей термометричного тіла є порівнюючи меншим, ніж у термометрах звичайних; але він усе ж таки існує й показання двох термометрів виповнених різними газами, хоч і в незначній мірі, а все ж по між собою різнитимуться.

Вище ми бачили, що корисний ефект циклу Карно не залежить від фізичних властивостей того тіла, що виконує функції переносника тепла, бо у вираз

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \dots \dots \dots /131/$$

будь-яка величина, що характеризувала би собою фізичні властивості даного тіла, не увиходить.

З виразу /131/ дістанемо:

$$T_2 = T_1 (1 - \eta) \dots \dots \dots /132/$$

Таким чином, знаючи корисний ефект η циклу Карно, що відбувається по-між двома температурами T_1 та T_2 , і взявши першу з них, що є сталою, за початкову точку скалі, ми можемо знайти кінцеву її точку.

Примемо за температуру T_1 НОРМАЛЬНУ ТОЧКУ КИПІННЯ ВОДИ, визначивши її позним

числом, тоді ми матимемо завдання знайти ВІДПОВІДНЕ число для ТОЧКИ ТОПЛЕННЯ ЛЬОДУ. Для розв'язання цього завдання ми маємо впорядити по між двома тепловими резервуарами згаданих вище температур зворотний цикл. Для корисного ефекту останнього досвідною дорогою ми знайдемо вартість

$$\eta = \frac{100}{373,1} \dots \dots \dots /133/$$

Отже, поклавши у вгорі /132/ $T_1 = 373,1$, дістанемо:

$$T_2 = 373,1 \left(1 - \frac{100}{373,1}\right) = 273,1 \dots /134/$$

де T_2 означає точку топлення льоду. Візьмемо певну температуру T_3 , вищу від T_2 й нижчу від T_1 ($T_2 < T_3 < T_1$), і впорядимо зворотний цикл по між температурами T_1 та T_3 . Тоді корисний ефект цього циклу η' , як видно з нерівності

$$\frac{T_1 - T_3}{T_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \dots \dots \dots /135/$$

буде меншим від корисного ефекту η попереднього циклу, так що можна буде загалом написати

$$\eta' = \eta - \varphi \dots \dots \dots /136/$$

Підберемо температуру T_3 таким чином, щоби величина φ мала вартість

$$\varphi = \frac{\eta}{100} \dots /137/$$

Тоді дістанемо:

$$\left. \begin{aligned} \eta' &= \frac{99}{100} \eta = \frac{99}{373,1} \\ T_3 &= 274,1^\circ \end{aligned} \right\} \dots /138/$$

Візьмемо далі температуру T_4 , що задовольняла би вимові $T_3 < T_4 < T_1$, і підберемо при цьому її таким чином, щоби зворотний цикл, впоряджений по-між температурами T_1 та T_4 , мав корисний ефект: $\eta'' = \eta - 2\varphi$,

де величина η визначається взором /137/
Тоді дістанемо

$$\left. \begin{aligned} \eta'' &= \frac{98}{100} \eta = \frac{98}{373,1}; \\ T_4 &= 275^\circ; \end{aligned} \right\} \quad /139/$$

Як що ми продовжуватимемо йти тим же шляхом, упорядковуючи цикли Карно з корисними ефектами:

$$\left. \begin{aligned} \eta''' &= \frac{97}{373,1}; \\ \eta'''' &= \frac{96}{373,1}; \\ &= \frac{95}{373,1}; \\ \eta^{99} &= \frac{1}{373,1}; \\ \eta^{100} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad /140/$$

то дістанемо відповідну низку температур, які відповідатимуть поділкам НОРМАЛЬНОЇ або АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРНОЇ СКАЛІ по-між точками топлення льоду та кипіння води. Температури по звичайній Цельсієвій скалі ми зазначаємо здебільшою літерою t . Температуру по скалі абсолютній умовимося надалі зазначати літерою T . Отже бачимо що точка топлення льоду має температуру $T = 273^\circ,1$, точка кипіння води має температуру $T = 373,1$.
Температура $T_2 = 0$,

що визначає собою НИЖЧУ ОСНОВНУ ТОЧКУ АБСОЛЮТНОЇ СКАЛІ, дістає назву А Б С О Л Ю Т - Н О Г О Н У Л Я. До скалі Цельсія вона відповідає температурі

$$t = -273,^\circ 1 \quad /141/$$

Як бачимо, АБСОЛЮТНИЙ НУЛЬ уявляє собою ту температуру, до якої при циклі Карно НЕОБХІДНО ОХОЛОДИТИ ВІДПОВІДНЕ ТІЛО, ЩОБИ НАЛЕЖНЕ ОСТАЙНЬОМУ ТЕПЛО П О В Н І О Т Ї Ю ВИЙШЛО З ТІЛА І ПЕРЕТВОРИЛОСЯ В ПРАЦЮ. Отже

звідціля приходимо до висновку, що температури по вартостях менших од T_0 бути не може і що АБСОЛЮТНИЙ НУЛЬ ВИЗНАЧАЄ СОБОЮ НАЙНИЖЧУ МОЖЛИВУ ТЕМПЕРАТУРУ. Справді температур нижчих од названої бути не може, бо їхнє існування уможливило б здійснення таких циклів, корисні ефекти яких мали би вартість БІЛЬШУ ВІД ОДИНИЦІ, що є алогічним.

Всі тіла, що складають наше земне оточення рівним чином, як і більшість небесних світил, мають температуру, що значно відходить від абсолютного нуля. Ця температура, як слід думати, мають міжпланетні та міжзоряні КОСМІЧНІ ПРОСТОРИ. Вони то й абсорбують безнастанно теплову енергію, яку висилають од себе всі огріті тіла. Коли би за мільярди років цей термонівеляційний процес закінчився, увесь всесвіт уявляв би собою оточення однакового теплового стану з температурою незначно - вищою від абсолютного нуля.

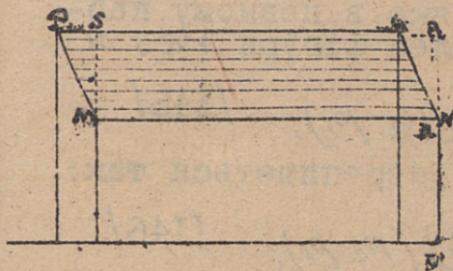
§ 38. Прикладемо другу термодинамічну засаду до відомого нам з курсу фізики факту ЗНИЖЕННЯ ТОЧКИ ТОПЛЕННЯ ТІЛ ЗІ ЗРОСТОМ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ. Розглянемо зворотний цикл переходу води з твердого до рідкого стану. Нехай ми маємо разом дві фази - тверду та рідку й v_1 визначає загальний обсяг води та льоду; хай далі μ_1 означає первісне тиснення, під яким перебуває названа суміш, а T_1 - її абсолютну температуру.

Піддамо тепер нашу суміш наступним чотирьом змінам:

I/ Встановимо тепловий контакт суміші з тілом A , температура якого на безконечно-малу величину з МЕНШОЮ від T_1 ; підтримуватимемо цей контакт аж доти, поки, у вислід переходу від суміші до тіла кількості тепла Q_1 , не СТУЖАВІЄ І КІЛОГРАМ ВОДИ; при цьому суміш, що перебуває під сталим тисненням та при сталій температурі $10^\circ C$ змінить свій первісний обсяг v_1 на більший - v_2 .

Інтерпретуватимемо наш досвід графічно. Тоді /рис. 19/ окресленому вище процесу відповідатиме відтинок простої лінії MM .

II. Піддамо суміш АДІАБАТИЧНОМУ СТИС-
НЕННЮ, підвівши первісне тиснення p_1 до
величини p_2 . Тоді мавка незначна кількість



льоду перетворить-
ся у воду і відно-
відно до цього об-
сяг цілої суміші
зменшиться з вели-
чини v_2 до вели-
чини v_3 . При цьо-
му у вислід витра-
ти тепла на про-
цес топлення ТЕМ-
ПЕРАТУРА СУМІШІ
ЗВИЗИТЬСЯ з вели-
чини T_1 до величи-
ни T_2 .

Рис. 19.

Окресленому процесу на наочому рисунку
відповідатиме крива $1-2$

III. Встановимо контакт суміші з тілом
температура якого безконечно-мало ПЕР-
ВИЩЕ температуру T_2 ; тоді у вислід пере-
ходу від названого тіла до суміші кількості
тепла Q_2 певна частина льоду перетвориться
у воду, так що загальний обсяг суміші змен-
шиться з v_3 до v_4 . Цьому процесу на рисун-
ку відповідає відтинок простої $2-3$

IV. Піддамо суміш АДІАБАТИЧНОМУ СТИСНЕН-
НЮ, зменшивши тиснення p_2 до величини первіс-
ного тиснення p_1 . Тоді обсяг суміші та її
температура набудуть первісних вартостей v_1
та T_1 .

Таким чином ми дістали замкнений зво-
ротний цикл. Для довершення його було зужито
кількість тепла $Q_1 - Q_2$ й вислідом цього є до-
вершення праці

$$L = J(Q_1 - Q_2) \quad /142/$$

На основі зворотности процесу ми можемо напи-
сати:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad /143/$$

звідкиля на основі /142/

$$T_1 - T_2 = T_1 \frac{a_1 - a_2}{a_1} = \frac{T_1 \mathcal{L}}{a_1 \gamma}; \quad /144/$$

З рисунку видно, що праця \mathcal{L} визначається полем S фігури $MLQP$, яке в певному наближенні можемо вважати полем фігури $NRSM$. Отже зможемо написати

$$\mathcal{L} = (v_2 - v_1) (p_2 - p_1); \quad /145/$$

на основі чого вмір /144/ переписеться так:

$$T_1 - T_2 = \frac{T_1}{a_1 \gamma} (v_2 - v_1) (p_2 - p_1); \quad /146/$$

Примемо тут за одиницю довжини - ДЕЦИМЕТР, за одиницю маси - КИЛОГРАМ, і вважатимемо, що $p_1 = 1$ атмосф. $\gamma = 103 \frac{\text{кгр}}{\text{дециметр}^3}$ / $p_2 = 2$ атм. $\gamma = 4271 \frac{\text{кгр-дециметр}}{\text{деци. калор.}}$; тоді для різниці обсягів ми матимемо вартість $v_2 - v_1 = 0,09$ і вмір /146/ дасть нам

$$T_1 - T_2 = \frac{273,1 \cdot 0,09 \cdot 103}{80 \cdot 4271} = 0,0074^\circ \text{Цельс.} \quad /147/$$

Безпосередні досвідні поміри зниження точки топлення льоду при піднесення зовнішнього тиснення на одну атмосферу дають вартости від 0,0073 до 0,0076. Як бачимо висновки термодинамічної теорії цілком збігаються з даними досвіду.



Р О З Д І Л Ш О С Т И Й.

Е Н Т Р О П І Я .

§ 39. Для ЗВОРОТНОГО ЦИКЛУ ми мали вираз:

$$\int \frac{dQ}{T} = 0; \quad /148/$$

Як що ми розглядатимемо процес зворотний, але НЕ ЗАМКНЕНИЙ, що відбувається по між ДВОМА РІЗНИМИ СТАНАМИ A та B , то в такому разі дістанемо:

$$\int \frac{dQ}{T} = S \quad /149/$$

де S є де-яка величина, що при заданих A та B має певно-означену, сталу вартість. Кажемо це на основі того, що висліди переходу системи від стану A до стану B залежать лише від цих останніх і в найменшій мірі не залежать од проміжних станів системи.

Отже, на основі останнього ввору, можемо казати, що ІСТНУЄ ТАКА ФУНКЦІЯ СТАНУ ПОВНИЙ ДИФФЕРЕНЦІАЛ ЯКОЇ ДЛЯ ЕЛЕМЕНТАРНОГО ЗВОРОТНОГО ПРОЦЕСУ ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ВЗОРОМ:

$$dS = \frac{dQ}{T}; \quad /150/$$

Дифференціал функції, як нам відомо, окреслює собою елементарну зміну функції, яка відповідає таким же елементарним, безмежним змінам незалежних змінних. Отже можемо сказати, що ФУНКЦІЯ S УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТАКУ ФУНКЦІЮ, Е Л Е М Е Н Т А Р Н А З М І Н А Я К О Ї П Р И Б Е З К О Н Е Ч Н О - М А Л О М У З В О Р О Т Н О М У

ПРОЦЕСІ ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ВИРАЗОМ /150/.

Функція S дістає назву ЕНТРОПІЇ. Одним з параметрів, од яких ця функція залежить, з'являється маса. Величина ентропії матеріальної системи є просто-пропорційна до її маси. Зі сказаного вище слідує, що величина ентропії ЗАЛЕЖИТЬ ЛИШЕ ВІД КРАЙНІХ СТАНІВ системи і не залежить від характеру самого процесу. А через те пр

ЗВОРОТНОМУ процесі ми маємо:

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} = S_B - S_A, \quad /151/$$

де S_A та S_B означають вартості ентропії, які відповідають станам системи A та B . Різниця названих вартостей й визначає собою сталу величину S взору /149/.

З останнього взору видно, що ми маємо можливість переводити обчислення лише ЗМІНИ ентропії при переході тіла від одного стану до другого, а не САМОЇ ЕНТРОПІЇ В ЦІЛОМУ /подібно до того, як міряємо зміну в запасах тепла при переході тіла від однієї температури до другої, не маючи можливості обчислити названих запасів у цілому/.

§ 40. Звернемося тепер до процесів НЕЗВОРОТНИХ. Для замкненого циклу в цьому випадку ми мали би

$$\begin{aligned} \int_A^B \frac{dQ}{T} < 0, \\ \text{або} \quad \int_B^A \frac{dQ}{T} < 0 \end{aligned} \quad /152/$$

Для процесу НЕЗАМКНУТОГО матимемо:

$$\begin{aligned} dS > \frac{dQ}{T}, \\ \text{або} \quad \int_A^B \frac{dQ}{T} < S_B - S_A \end{aligned} \quad /153/$$

Як бачимо зміна ентропії: $S_B - S_A$ лишається такою ж, якою вона була й при процесі зворотному. Лише в даному разі ми не маємо можливості її обчислити. Щоби таку можливість здобути маємо даний НЕЗВОРОТНИЙ процес замінити відповідним ЗВОРОТНИМ й обрахувати

для нього інтеграл взору /151/

§ 4I. Як що би ми об'єднали до купи всі без винятку процеси, то для них змогли би написати один спільний ввір:

$$dS \geq \frac{dQ}{T} \quad /154/$$

де символ $/ = /$ стосується до процесів ЗВОРОТНИХ, а символ $/ > /$ до процесів НЕЗВОРОТНИХ.

Розглянемо тепер ІЗОЛЬОВАНУ систему, яка не віддає тепла на зовні й сама не побирає тепла від інших тіл. Назовемо таку систему СИСТЕМОЮ КОНСЕРВАТИВНОЮ. Для такої системи виконуватиметься умова:

$$dQ = 0 \quad /155/$$

А це дає нам:

$$dS \geq 0 \quad /156/$$

Приходимо до наступного важливого висновку: ЕНТРОПІЯ КОНСЕРВАТИВНОЇ СИСТЕМИ ЗБЕРИГАЄ С Т А Л У ВАРТІСТЬ КОЛИ ВНУТРИ СИСТЕМИ ВІДБУВАЮТЬСЯ ЗВОРОТНІ ПРОЦЕСИ І З Р О С Т А Є, КОЛИ В НІЙ ВІДБУВАЮТЬСЯ ПРОЦЕСИ НЕЗВОРОТНІ.

Як бачимо функція стану зслодією характерною особливістю, що ПРИ ЖАДНИХ УМОВАХ ЧИСЛОВА ВАРТІСТЬ ЇЇ НЕ МОЖЕ ЗМІНШУВАТИСЯ, в ідеальних умовах /при зворотних процесях/ вона зберігає сталу вартість, в умовах реальних /при незворотних процесях/ зростає. ТАКЕ ТЯГЛЕ ЗРОСТАННЯ ЕНТРОПІЇ ВТІЛЮЄ В СОБІ ТУ ТЕНДЕНЦІЮ ПРИРОДИ, ВИЗНАЧАЄ ТОЇ ДОМІНУЮЧИЙ НАПРЯМОК УСІХ ЇЇ ПРОЦЕСІВ, ІСТНУВАННЯ яких ми відмітили в своєму місці нашого викладу. І, спираючись як раз на цей факт КЛАУЗІУС /1865/ дав свон знамените, таке яскраве й образне сформулювання другої термодинамічної засади:

ЕНЕРГІЯ ВСЕСВІТУ Є СТАЛОЮ. ЕНТРОПІЯ ЙОГО ПРОСТУЄ ДО МАКСІМУМУ

§ 42. Попередній виклад в формально-математичним окресленням поняття ентропії утруднює нам належне його засвоєння. В той час як поняття енергії є для нас цілком виразним і конкретним, зміст нового поняття, математично нами означеного як функція не справляє в нас враження такої ж виразності та конкретності. Але глибше замислюючись над внутрішнім фізичним змістом нашого математичного викладу, ми приходимо до висновку, що функція S з'являється певним характеристичним чинником, що **ОКРЕСЛЮЄ СОВОЮ ЦІННІСТЬ ЕНЕРГІЇ**. Про цю цінність ми вже мали нагоду згадувати: все та ж кількість енергії при різних умовах не в однаковій мірі надається до використання, а через те з практичного погляду має неоднакову вартість. Приклади, наведені нами в § 34, подають до того належні ілюстрації.

Досвід навчає нас, що всі види енергії простують до кінцевого перетворення в тепло. А характеристичною ознакою теплової енергії є її "НІВЕЛЯЦІЙНА ТЕНДЕНЦІЯ" себ-то **НАХИЛ ДО РІВНОМІРНОГО РОСПРЕДІЛЕННЯ ПО МІЖ УСИМА ЕЛЕМЕНТАМИ ДАНОГО ТІЛА**. А таке розподілення, не впливаючи на саму величину теплової енергії, робить її одначе фактично непродуктивною, нищить цілковито всю її вартість. Цьому **НАТУРАЛЬНОМУ ПРОЦЕСУ ОБЕЗЦІНЕННЯ ЕНЕРГІЇ** Й ВІДПОВІДАЄ ЗРІСТ ЕНТРОПІЇ. Останній відзначає таким чином той характерний процес **РОСПРОШЕННЯ ЕНЕРГІЇ**, який складає найістотнішу ознаку життя нашого всесвіту. Отже, базуючись на викладеному вище, ми мову математичних взорів можемо спопуляризувати через наступне визначення **ЕНТРОПІЯ Є СТЕПЕНЬ РОЗСІЯННЯ ЕНЕРГІЇ**.

Таке визначення повністю розшифровує внутрішній зміст Клаузіусової формули: **ЕНЕРГІЯ ВСЕСВІТУ ЛИШАЄТЬСЯ СТАЛОЮ, СТЕПЕНЬ ЇЇ РОЗСІЯННЯ ТЯГЛО ЗРОСТАЄ**. Ми вже згадували, що закінчення такого процесу розсіювання енергії є синонімом вічного супочинку, що в ньому ховається, символ неблаганної смерті, яка колись має стиснути в свої холодні обійми цілий всесвіт. Але разом з тим цей

трізний і ніби-то шкідливий процес нормує ціле наше життя й направляє перебіг усіх з'явищ природи так, що кінець кінцем космос творить собою величну укінчену гармонію. І не нам убогим мешканцям маленької Землі, що непомітною порошокю губиться серед хвиль космічного океану, не нам критикувати основні підвалини світового будівництва. Будемо вірити, що хтось інший, а саме Той від кого йде початок космічної гармонії, все зважив, усе як слід обміркував і лише після цього пустив у рух атоми й молекули, сонця й планети.



Р О З Д І Л С Ь О М И Й

МЕХАНИЧНА ТЕОРІЯ ТЕПЛА.

§ 43. Досвідні спостереження над перетворенням механічної та хемічної енергії в тепло привели нас свого часу до думки, що це останнє також творить собою певну форму енергії. З цього факту ми виходили в усіх своїх міркуваннях, на нього спиралися в цілому нашому попередньому викладі. Але, трактуючи перехід механічної праці в тепло, ми не заглядали до цього часу вглиб названого процесу, не вишукували ВНУТРІШНІХ причин його й обмежувалися лише окресленням тих ЗОВНІШНІХ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ, до встановлення яких привели безпосередньо досвідні спостереження.

Вишукати органічний звязок по між процесами тепловими та тими механічними процесами, що відбуваються всередині матерії — по між її молекулами, окреслити характер цього звязку та встановити відповідні ВНУТРІШНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ з'являється черговим нашим завданням. Щоби приступити до розв'язання нашої проблеми, ми повинні вибрати певний напрямок своєї праці. Напрямки наукової праці, провідні думки її окреслюються завше відповідними ГІПОТЕЗАМИ. Роля останніх у науці як раз і полягає в тому, що би дорогу шукань, по якій простує людська думка, певним чином з'орієнтувати, дати їй означений напрямок і тим устерігти розум людський від безсистемної, деструкційної праці. Отже і в даному разі для успішного розв'язання поставленого перед собою завдання ми повинні окреслити певний шлях своєї праці, себ-то стати на ґрунт ПЕВНОЇ ГІПОТЕЗИ. До такої гіпотези ми приходимо безпо-

середньо дорогою поширення викритих на досвіді ЗОВНІШНІХ закономірностей на ВНУТРІШНІ процеси, що відбуваються по між молекулами матерії. Досвід навчає нас що тепло повстає завше яко вислід МЕХАНИЧНОЇ АКЦІЇ одних матеріальних тіл на другі. Отже цей вислід досвідного спостереження мимоволі накидає нам думку, що ПРИСУТНІСТЬ ТЕПЛА В ТОМУ АБО ИНШОМУ МАТЕРІАЛЬНОМУ ТІЛІ Є БЕЗПОСЕРЕДНІМ ВИСЛИДОМ ТИХ ВНУТРІШНІХ МЕХАНИЧНИХ ПРОЦЕСІВ, ЯКІ МАЮТЬ МІСЦЕ ПО МІЖ МОЛЕКУЛАМИ ТІЛА. Таким чином, шукаючи розв'язання проблеми про ВНУТРІШНЮ ПРИРОДУ ТЕПЛА, ми стаємо на ґрунт тієї наукової концепції, яка відома під назвою МЕХАНИЧНОЇ ТЕОРІЇ ТЕПЛА. Механізм внутрішніх молекулярних рухів до докладного його окреслення найбільш надається в тілах газових. А через те механічній теорії тепла в найбільшій мірі доводиться спиратися на той відділ теоретичної фізики, який має назву КИНЕТИЧНОЇ ТЕОРІЇ ГАЗІВ. З головними основами останньої нам доведеться тут ознайомитися.

§ 44. До думки про те, що молекули газу перебувають у тяглому енергійному русі, приводить нас перед усім факт ГАЗОВОГО ТИСНЕННЯ. Тиснення газу на стінки посудини, в якій він міститься, ми маємо розглядати, яко СУМАРНИЙ ЕФЕКТ, що повстає у вислід численних поодиноких ударів об стінки окремих молекул. Елементарних ефектів ми розрізнити по між собою не можемо, як не можемо відчутти дотику до руки окремих піщинок, воли на неї сиплеться ціла маса піску. Рух газових молекул є рухом БЕЗЛАДНИМ; але через те, що цей рух НЕ МАЄ ДОМІНУЮЧОГО НАПРЯМКУ і що швидкості та напрямки руху змінюються незвичайно швидко, ПЕРЕСІЧНА КІЛЬКІСТЬ УДАРІВ МОЛЕКУЛ, ШО В ОДНАКОВІ ЧАСОВІ ІНТЕРВАЛИ ПРИПАДАЄ НА ОДНАКОВІ ПОЛЯ, ДЛЯ РІЗНИХ МІСЦЬ СТІНОК ПОСУДИНИ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ВСЕ ТІЄЮ М. А через те для газів має силу ЗАКОН ПАСКАЛЯ.

Виходячи з окреслених вище кинетичних уяв про структуру газу, обчислимо величину газового тиснення p . Для цього розглянемо

ЕЛЕМЕНТАРНИЙ ПРОЦЕС УДАРУ ОБ СТІНКУ ОКРЕМОЇ МОЛЕКУЛИ.

Останню уявлятимемо як ПРУЖИВЕ тіло правильної кулястої форми. Вважатимемо при цьому, що КУТ ВІДБИТТЯ МОЛЕКУЛИ є РІВНИМ КУТУ УДАРУ.

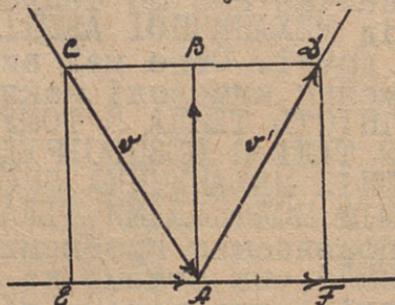


Рис. 20.

Як що удар є цілком ПРУЖИВИМ, то у вислід його швидкість молекули v' /рис. 20/ змінює лише свій напрямок й зберігає свою величину. Розкладемо первісну швидкість v та швидкість після відбиття

v' кожду на дві складові шкороности: одну рівнобіжну до стінки, другу до неї нормальну; тоді матимемо:

$$\left. \begin{aligned} (\overline{CA}) &= (\overline{CE}) + (\overline{EA}) = (\overline{CB}) + (\overline{BA}) \\ (\overline{AD}) &= (\overline{AF}) + (\overline{FD}) = (\overline{AB}) + (\overline{BD}) \end{aligned} \right\} /157/$$

Як бачимо РІВНОБІЖНА СКЛАДОВА ПІСЛЯ УДАРУ ЗБЕРІГЛА СВОЙ НАПРЯМОК, СКЛАДОВА НОРМАЛЬНА ЗМІНИЛА ЙОГО НА ВЗАЄМНО-ПРОТИЛЕЖНИЙ.

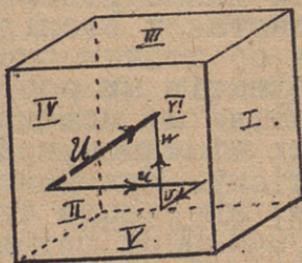


Рис. 21.

Уявимо тепер собі куб /рис. 21/, вкотре якого міститься лише одна газова молекула. Шкороність останньої хай виносить u . Розкладемо цю шкороність на три взаємно-прямові складові шкороности u , v та w , по напрямках своїх рівнобіжні зі

стінкамикуба. Тоді матимемо:

$$u^2 = u^2 + v^2 + w^2; \quad /158/$$

На основі сказаного вище маємо вважати, що при ударі о стінку I зазнає зміни лише складова шкороність u , яка змінить свій знак і

обернуться в $-u$, тоді як скорості v та w не зазнають жадних змін. Мірилом імпульсу сили удару молекули служитиме зміна розго-
ну її маси, себ-то величина:

$$m u - (-m u) = 2 m u; \quad /159/$$

Уявимо, що, відскочивши від стінки I, молекула попростувала до стінки II і вдарилася об неї; тоді величина u не зазнає змін, але за те зміниться величина v . Що до складової скорості u , то вона змінюватиме знак при ударах об стінки I та IV. Від стінки IV до стінки I молекула простуватиме зі шкоро-
стю $+u$, від стінки I до стінки IV - зі шкоро-
стю $-u$. Зазначимо протяг часу по між двома послідовними ударами молекул об одну з названих стінок через τ . Тоді матимемо:

$$\tau = \frac{2}{u}; \quad /160/$$

Отже кожну секунду вдарятиме об стінку I або IV $\frac{2}{\tau}$ молекул. Вище ми бачили, що величина елементарного імпульса сили вносить $2 m u$. Отже цілий імпульс, який стінка I або IV дістає за одну секунду, вносить:

$$2 m u \cdot \frac{2}{\tau} = m u^2; \quad /161/$$

Сумарний імпульс дає нам відповідну силу тиснення p_1 . Отже можемо написати:

$$p_1 \cdot l = m \cdot u^2; \quad /162/$$

Як що викладені вище міркування ми повторимо для стінок II та VI й III та V, то аналогічно дістанемо:

$$p_2 \cdot l = m \cdot v^2; \quad /163/$$

$$p_3 \cdot l = m \cdot w^2; \quad /164/$$

Поширимо тепер чинність виведених взорів на всі n молекул, які містяться всередині взято-
го нами обсягу. Нехай $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ озна-
чають маси цих молекул, а u_1, u_2, \dots, u_n їх
скорості. Тоді напишемо:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= m_1 u_1^2 + m_2 u_2^2 + \dots + m_n u_n^2 \\ p_2 &= m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2 + \dots + m_n v_n^2 \\ p_3 &= m_1 w_1^2 + m_2 w_2^2 + \dots + m_n w_n^2 \end{aligned} \right\} \dots /165/$$

Теорія правдоподібностей каже нам, що при значній кількості молекул правдоподібність існування різниці по-між величинами p_1, p_2 та p_3 є дуже незначною. Отже на практиці маємо вважати

$$p_1 = p_2 = p_3 = p \quad \dots /166/$$

На основі цього, склавши по-між собою рівенства /165/, дістанемо:

$$\begin{aligned} 3p &= m_1 (u_1^2 + v_1^2 + w_1^2) + m_2 (u_2^2 + v_2^2 + w_2^2) + \\ &+ \dots + m_n (u_n^2 + v_n^2 + w_n^2) \dots /167/ \end{aligned}$$

звідкиля:

$$p = \frac{1}{3} (m_1 u_1^2 + m_2 u_2^2 + \dots + m_n u_n^2) \dots /168/$$

або

$$p = \frac{2}{3} \left(\frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2} + \dots + \frac{m_n u_n^2}{2} \right) /169/$$

дістаємо ОСНОВНЕ РІВНЯННЯ КИНЕТИЧНОЇ ТЕОРІЇ ГАЗІВ. Воно показує, що ТИСНЕННЯ ГАЗУ Є РІВНИМ ДВОМ ТРЕТИНАМ СУМИ ЖИВИХ СИЛ УСІХ МОЛЕКУЛ, ЩО МІСТЯТЬСЯ В ОДНОМУ КУБИЧНОМУ САНТИМЕТРІ ГАЗУ.

Як що ми маємо діло з ОДНОРІДНИМ газом, то наведене вище рівняння можна подати в іншому вигляді.

В цьому випадку взір /169/ стає простішим і прибирає вид:

$$p = \frac{1}{3} m (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + \dots + u_n^2) /170/$$

x/ Це рівняння слід вважати математичним висловом ЗАКОНУ ПАСКАЛЯ.

Візьмемо до розгляду величину U , що визначається виразом:

$$U^2 = \frac{U_1^2 + U_2^2 + U_3^2 + \dots + U_n^2}{n} \quad /171/$$

Тоді на основі виразу:

$$U_1^2 + U_2^2 + \dots + U_n^2 = n U^2 \quad /172/$$

взір /170/ переписеться так:

$$p = \frac{1}{3} m n U^2 \quad /173/$$

Величина U є певною ФУНКЦІЄЮ ТЕМПЕРАТУРИ; при температурі сталій ця величина має також сталу вартість.

Помножимо обидві частини рівняння /173/ на величину v , де v є даний обсяг газу. Як що при цьому через N зазначимо кількість молекул у названому обсязі, себ-то покладемо $N = v \cdot n$, то дістанемо:

$$p v = \frac{1}{3} N \cdot m \cdot U^2; \quad /174/$$

Коди будь яким змінам газ підпадає ПРИ СТАЛІЙ ТЕМПЕРАТУРІ, то права частина останнього виразу зберігає свою вартість; справді кількість молекул N при будь яких змінах лишається все тією ж, маса m кожної молекули творить собою величину сталу, а швидкість U при даній температурі також має сталу вартість; отже можемо написати

$$(p v)_{T=Const.} = Const. \quad /175/$$

Як бачимо, наші міркування привели нас до ЗАКОНУ БОЙЛЯ.

Як що взір /174/ ми порівняємо з рівнянням Клапейрона: $p v = R T$, то дістанемо

$$\frac{1}{3} N m U^2 = R T \quad /176/$$

звідки маємо:

$$U = \sqrt{\frac{3R}{Nm} T} \quad /177/$$

себ-то СКОРІСТЬ ГАЗОВИХ МОЛЕКУЛ є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО КОРІНЯ КВАДРАТОВОГО З АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ГАЗУ.

Взір /177/ можемо переписати так:

$$\frac{1}{3} m u^2 = \frac{R}{N} T = \kappa T, \quad /178/$$

Віднесемо цей взір до однієї ГРАМ-МОЛЕКУЛИ

Тоді поклавши:

$$R = 8,319 \cdot 10^7 \frac{\text{єрг}}{\text{єдиниць}}, \quad \text{дістанемо:}$$

$$N = 60,6 \cdot 10^{22}, \quad \kappa = 1,372 \cdot 10^{-16} \frac{\text{єрг}}{\text{єдиниць}} \quad /179/$$

В остаточному вигляді взір /178/ можемо переписати так:

$$\frac{1}{2} m u^2 = \frac{3}{2} \kappa T, \quad /180/$$

Пристосувавши взір /180/ до двох газів однакових температур ми дістанемо:

$$\frac{m_1 u_1^2}{2} = \frac{m_2 u_2^2}{2}, \quad /181/$$

звідки бачимо, що ПРИ ВСЕ ТИХ НЕ АБСОЛЮТНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ РІЗНІ ГАЗИ МАЮТЬ ОДНАКОВІ ВАРТОСТІ ПЕРЕСІЧНИХ МОЛЕКУЛЯРНИХ СКОРОСТЕЙ.

§ 45. Окреслена нами залежність теплового стану газу від кинетичної енергії його молекул дозволяє зрозуміти факт піднесення температури газу при його стисненні й зниження температури при його розстисненні. В першому випадку на побороення внутрішніх пруживих сил газу зуживається ЗОВНІШНЯ праця, яка передається молекулам газу і йде на ЗВІЛЬШЕННЯ КИНЕТИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ його молекул. У другому випадку ВНУТРІШНЯ праця пруживих сил самого газу, спрямована до побороення зовнішніх сил, спричиняється до ЗМЕНШЕННЯ КИНЕТИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ газових молекул. Зріст живої сили молекул у першому випадку й змаління її у другому справляють відповідний термичний ефект, що виявляє себе в формі ОГРІТТЯ та ОХОЛОДЖЕННЯ газу.

З наведеного слідує, що факт охолодження газу при його розширенні є безпосереднім вислідом побороення молекулами газу зовнішніх опорів. Такі опори існують доти, поки поширення газу відбувається в МАТЕРІАЛЬНОМУ оточенні, себ-то поки молекули даного газу здібують на своїй дорозі інші молекули: як що ж газ переходить до АБСОЛЮТНОЇ ПОРОЖНЕЧІ, то будь-які зовнішні опори є відсутні й через те для охолодження газовой маси не має причин. Але такий висновок у повній мірі може бути прикладеним лише до газу ІДЕАЛЬНОГО. Гази натуральні, як то показує досвід, при розширенні в порожнечі виявляють усеж таки певне, хоч правда й незначне, охолодження; останнє справляє відомий нам Джульо-Томсоновий ефект.

§ 46. Зі взору /174/ ми маємо:

$$\frac{N m u^2}{2} = \frac{3}{2} p v. \quad /182/$$

Огриємо наш газ ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ на один ступінь абсолютної скали. Тоді, на основі закону Гей-Люсака, скажемо, що при цьому тисненні зросло на величину $\frac{p}{T}$. Отже збільшення кінетичної енергії газу у вислід огріття його на один ступінь виноситиме $\frac{3}{2} \frac{p}{T} v$. Щоби перерахувати цю ве-

личину на теплові одиниці ми маєм помножити її на тепловий еквівалент механічної праці $A = \frac{1}{J}$. Отже скажемо, що кіль-

кість тепла q , необхідна для піднесення температури газу на 1° , виноситиме:

$$q = \frac{3}{2} \frac{p v}{J T} = \frac{3}{2} \frac{R}{J} \quad /183/$$

Як що останній вираз віднесено до 1 кілограму то на основі взору /6/. дістанемо:

$$q = \frac{3}{2} (C_p - C_v) \quad /184/$$

Ціла кількість тепла, вжитого при огріванні 1 кілограма буда в даному разі C_p . Як

бачимо на піднесення кінетичної енергії газових молекул пішла не ціла названа кількість тепла, а лише частина її q , визначена взором /184/. Решта тепла витратилася на працю газового розширу.

Як що би ми той же процес оорівання газа переводили ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ, то на піднесення кінетичної енергії, його молекул пішла би кількість тепла по числовій вартості більша від q , а саме:

$$q' = \frac{q}{c_v} = \frac{3}{2} \frac{c_p - c_v}{c_v} = \frac{3}{2} \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) = \frac{3}{2} (\kappa - 1) \quad /185/$$

Розглянемо конкретний приклад в ВОЗДУХОМ. На основі взору $v = \frac{m}{\rho}$ для обсягу I кілограму воздуха при 0° та 760 мм. ми дістаємо величину $\frac{1}{1,293}$ метр³. Нормальне атмосферне тиснення виносить 10333 $\frac{\text{кг.р.}}{\text{метр}^2}$. Отже зріст кінетичної енергії в кілогр. воздуха при ооріванні останнього від 0° до 1° виноситиме:

$$\frac{3}{2} \frac{p v}{T} = \frac{3}{2} \frac{10333}{273 \cdot 1,293} = 43,91 \text{ атр. метр} \quad /186/$$

що в переводі на теплові одиниці дасть

$$q = \frac{43,91}{427} = 0,1028 \text{ вел. калор.} \quad /187/$$

Питоме тепло воздуха при сталому його обсязі виносить 0,1686. Отже при ооріванні I кілогр. воздуха від 0° до 1° ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ в кінетичну енергію молекул перетвориться кількість тепла

$$q' = \frac{q}{c_v} = \frac{0,1028}{0,1686} = 0,61, \text{ (себ-то 61\%);} \quad /188/$$

Ту ж вартість для величини q' дістанемо покладаючи у взорі /185/ $\kappa = 1,41$.

Чим же пояснити той факт, що в умовах сталого обсягу коли газ не витрачає своєї

внутрішньої енергії на працю розширу, що в названих умовах має усе ж таки місце різниці по між величинами c_v та c_p , себ-то по-між цілою кількістю підведеного до газу тепла й тією його кількістю, яка перетворилася в кінетичну енергію його молекул. Щоби задовольнити вимозі яку ставить засада збереження енергії, ми для пояснення зазначеного вище факта маємо припустити, що ПОГЛИНЕННЯ ЗОВНІШНЬОЇ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ ПЕРЕВОДИТЬСЯ НЕ ЛИШЕ МОЛЕКУЛАМИ ГАЗУ, А ТАКОЖ І ЙОГО АТОМАМИ. Перша частина абсорбованого тепла справляє відомий нам механічний ефект, що знаходить собі вияв у ЗРОСТІ ПРУЖИВОСТІ ГАЗУ; вона побільшує таким чином МОЛЕКУЛЯРНУ ЕНЕРГІЮ газу; друга частина ЗМІЩУЄ РУХ І ПОБІЛЬШУЄ ЖИВУ СИЛУ ВНУТРИ МОЛЕКУЛЯРНИХ АГЕНТІВ - АТОМІВ ТА АТОМНИХ ГРУП, справляючи цією дорогою ЗРІСТ ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНОЇ (АТОМНОЇ) ЕНЕРГІЇ ГАЗУ. На користь наведеної думки промовляє той загально-відомий факт, що ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ТІЛ ЗБІЛЬШУЄ ЇХНЮ ХЕМІЧНУ АКТИВНІСТЬ і через те сприяє перебігу різних хемічних процесів. Цій же уяві в повній мірі відповідає й той факт, що ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ СПРИЯЄ ПРОЦЕСУ ДИСОЦІАЦІЇ СКЛАДНИХ ГАЗОВИХ МОЛЕКУЛ, себ-то розкладу їх на атоми чи їхні групи. Таке з'явище стане для нас зрозумілим лише тоді, коли ми вважатимемо, що доплив до тіла тепла сприяється до зросту кінетичної енергії рухів не лише молекулярних, а також і атомних.

Найкоротший попередній огляд основних підвалин термодинамики показав нам оскільки широкий розмах має наша дисципліна, як залучає вона до своєї сфери всі галузі науки про природу, як глибоко та серйозно замислюється над усіма таємницями життя останньої. На цьому ми власне й маємо закінчити наш виклад, дозволивши ще тільки собі доповнити його коротким ознайомленням з елементами ТЕРМОДИНАМИКИ ПРАКТИЧНОЇ.

РОЗДІЛ ВОСЬМИЙ.

ТЕПЛОВІ МАШИНИ.

§ 47. Урядження, за поміччу яких здійснюється на практиці систематичне перетворення тепла в механічну працю називаються ТЕПЛОВИМИ МАШИНАМИ. Існують чотири основні типи теплових машин, а саме:

1. ОГРІВАЛЬНО-ВОЗДУШНІ МОТОРИ
2. ПАРОВІ МАШИНИ
3. ПАРОВІ ТУРБИНИ
4. ГАЗОВІ МОТОРИ.

До короткого ознайомлення з конструкцією теплових машин названих чотирьох типів ми нині й звернемося.

§ 48. Праця ОГРІВАЛЬНО-ВОЗДУШНИХ МОТОРІВ основана на зрості пруживости воздуху в піднесенням його температури. Перша спроба використати ogritий воздух у ролі рухового чинника відноситься до року 1827 й зв'язується з іменем ШТИРЛІНГА /*Stirling*/; але тільки в роках 1853-1860 шведу ЕРІКССОНУ /*Ericsson*/ пощастило досягнути практичного розв'язання даної проблеми. Його машина належала до т.зв. машин ВІДКРИТОГО ТИПУ. Циліндр останньої містився в печі й через те увесь час підтримувався в ogritому стані; воздух, що увіходив до нього кожного разу розширювався й таким чином приводив у рух смек.

В машинах ЗАКРИТОГО ТИПУ все та ж воздухна маса зазнає послідовних ogrивань та охолоджень при дотику до різних частин циліндру, одна з яких ogrивається пичу, а

друга охолоджується зимною водою. Такі машини невеликої сили /до 0,5 HP./ працюють досить добре й заживаються в лабораторній практиці для приведення в рух калориметричних мішалок і т.п. потреб. Але в машинах більшої сили, у вислід незначної теплозабирності воздуха, доводиться для досягнення належного ефекту роботи машини значних розмірів. Великі по обсягу й тяжкі по конструкції огрівально-воздушні машини не можуть уже вважатися зручними й через те не знаходять собі найменшого поширення в практичному житті. Отже застосування їх обмежуються лише згаданими вище випадками.

§ 49. В ПАРОВИХ МАШИНАХ руховим чинником є пружива сила водяної пари, яка борже зовнішні опори й довершує корисну механічну працю. До думки використати пруживу силу водяної пари в ролі рухового чинника вперше прийшов ГЕРОН АЛЕКСАНДРИЙСЬКИЙ /за 120 років до Христа/, але потрібно було більш як півтори тисячі років, щоби Геронова ідея викристалізувалася й дістала практичне розв'язання. Першим, хто дійшов до такого розв'язання, був ТОМАС СЕВЕРИ /Thomas Savery/, який року 1698 побудував водопід'ємну машину. Прототип сучасної парової машини вперше був сконструйований ДЕНІСОМ ПАПІНОМ /Papin/ року 1690. Це була примитивна паро-атмосферна машина, в якій при огріванні в циліндрі незначної кількості води витворювалася пара, що гнала смок циліндра в один бік; після цього огрівання циліндра припинялося, пара охолоджувалася і у вислід конденсації, страчувала свою пруживіть; тоді зовнішнє атмосферне тиснення гнало смок у другий бік. Більш удосконалену атмосферну машину сконструював /р.1708/ НЬЮКОМЕН /Newcomen/; року 1712 в первісну конструкцію було внесено важливе поліпшення в формі ВПОРСЬКУВАННЯ ДО ЦИЛІНДРУ ХОЛОДНОЇ ВОДИ для викликання конденсації. Року 1765 ДЖЕМС БАТТ /James Watt./, направляючи для фізичного кабінету Глазговського /Glasgow/ уні-

верситета Ньюкоменову машину, замислився над справою поліпшення її конструкції і кінець-кінцем прийшов до свого славнозвісного винаходу, який убезсмертив його ім'я. Першу машину Ватт фактично збудував року 1769. Року 1782 він узяв патент на машину подвійного діяння, що в основній своїй конструкції зберіглася до наших часів.

Нам відомо, що пружива сила пари є тим більшою, чим до вищої температури огріто пари. Основна схема конструкції звичайної ЦИЛІНДРОВОЇ МАШИНИ всім відома: водяна пара під певним тисненням надходить до ЦИЛІНДРУ, в якому натискує на рухомий СМОК; під впливом цього тиснення останній приходить в рух, що за поміччу відповідних пристосовань передається іншим частинам машини /валу, колесам і т.д./. Коли смок доходить до одного зі своїх крайніх положень, відповідним пристосованням, яке має назву РОСПРЕДІЛКОВОЇ ЗАСОВКИ, напрямок пересування пари в циліндрі змінюється й вона починає тиснути на смок з ДРУГОГО БОКУ, у вислід цього смок починає рух у протилежному напрямку. В той час коли друга порція пари довершує працю, порція первісна, що у вислід розширу зазнала охолодження й під пала конденсації, а через те стратила свої пруживі властивости й стала непотрібною, відходить геть з циліндру. Коли смок досягне знову крайнього положення, відбувається нова зміна в напрямку пересування пари, так що остання тисне на смок з первісного боку. Схему розподілення пари подає рис. 22, на якому зафіксовано моменти, що відповідають двом крайнім положенням смоку.

Перше положення /нижнє/: пара надійшовши від ПАРОВОГО КАЗАНА по трубці a , вступає до ПАРОВОЇ КОМОРИ K . У цей мент розподілкова засовка знаходиться у верхньому своїмому положенні й через те пара має можливість простувати до циліндра C каналом bc ; як вислід цього пара тисне на смок S долини й справляє його рух догори.

Друге положення /верхнє/: коли смок

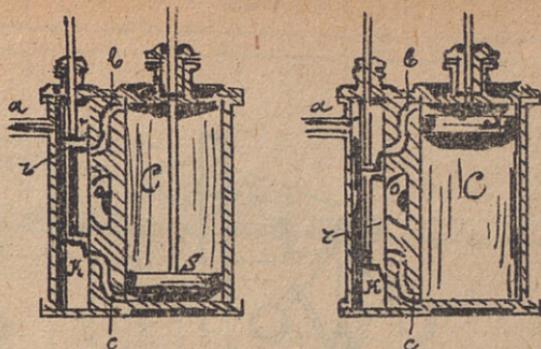


Рис. 22.

піднісся до гори, розподілкова засовка z спустилася враз дотолу, через це усунулося сполучення з коморою K каналу e і навпаки. встановилося сполучення каналу b ; таким чином пара починає тиснути на смок згори й тим викликає рух його дотолу. При цьому зжита пара виходить геть з циліндра через відтулину e . Після того, як смок досягне найнижчого положення цілий процес повторюється спочатку.

Рух розподілкової коробки переводить-ся автоматично самою машиною за поміччю особливої штаби що злучена з ЕКСЦЕНТРИКОМ, посаженим на вал машини. Вигляд сучасної парової машини в двох проекціях подано на рис. 23 та 24.

Коли смок наближується до одного зі своїх крайніх положень й щільно підходить до днища циліндра, витворюються умови, при яких він не в стані розкочати свій рух у протилежному напрямку; це є т.зв. "МЕРТВА ТОЧКА". З останньої виводить смок сама машина, маси частин якої у вислід безвладности самостійно продовжують свій рух; головну роль в цій справі відіграє т.зв. МАХОВЕ КОЛЕСО, значна маса якого має призначення регулювати цілий рух машини.

Темп, з яким відбувається праця машини залежить від ДОПЛИВУ ПАРИ. Для унормування останнього служить особливе пристосування, що має назву ВІДОСРЕДНЬОГО РЕГУЛЯТОРА. Схема його подана на рис. 25. Вал

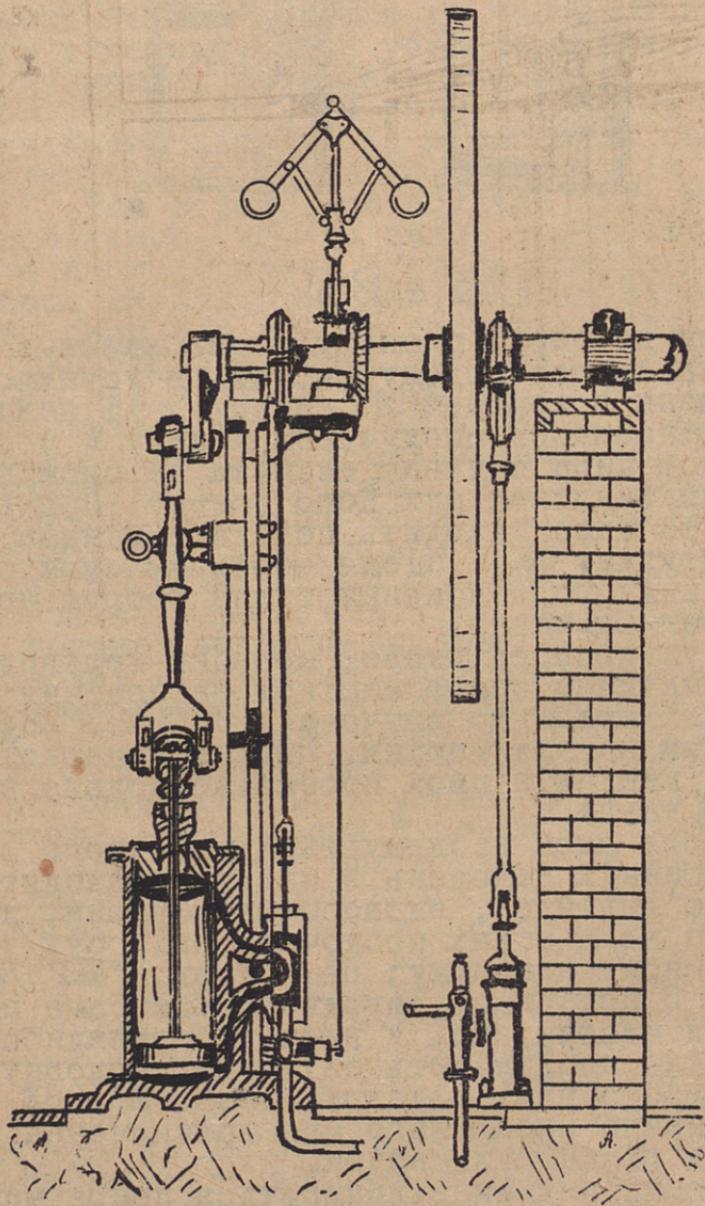
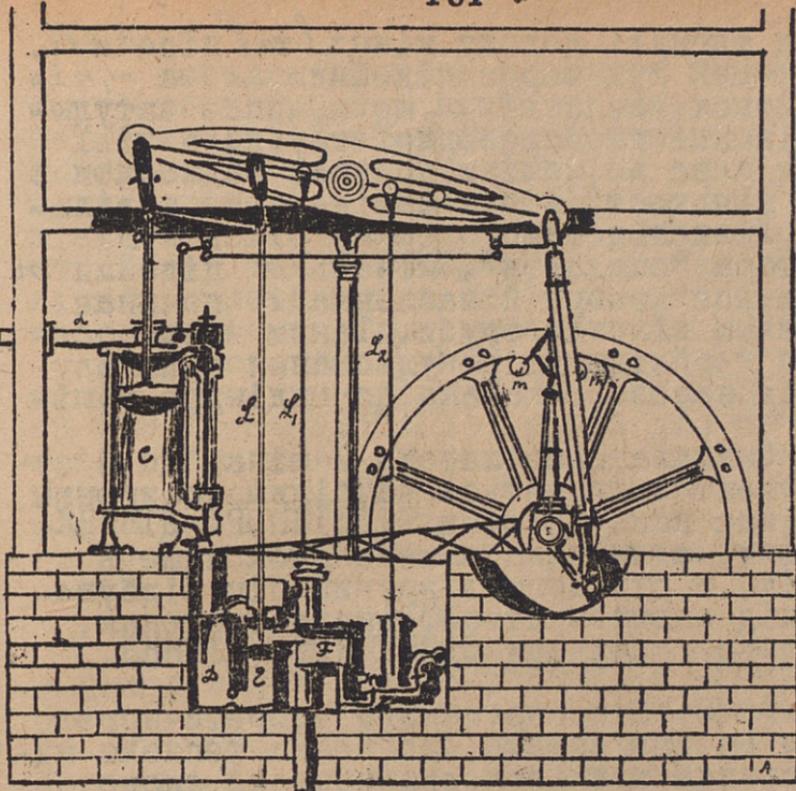


Fig. 23.



D - конденсатор
 L - помпа
 L¹ - помпа, що подає воду до конденсатора холодною водою.
 L₂ - помпа, що подає до парового казана опріту воду.
 m - відосередній регулятор.
 d - пароводна труба.

Рис. 24.

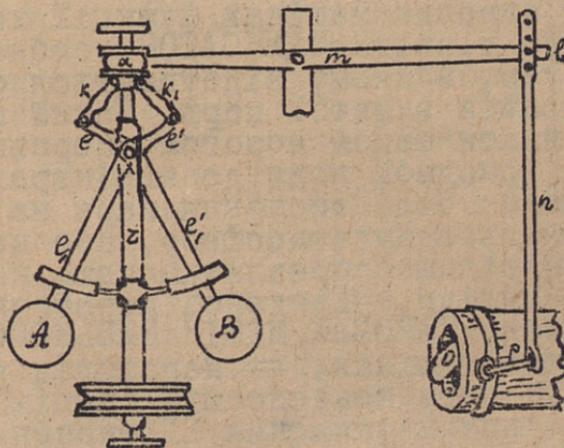


Рис. 25.

регулятора злучається відповідним чином з валом машини. Масивні металеві кулі А та В, якими закінчуються колінчасті підійми е, е', при швидкому обертотому русі валу z у вислід акції відосередньої сили намагаються від нього віддалитися й через шарнірові спо-

лучення тягнуть додолу кінці l та l' підойми ll , та $l'l'$; цей рух через підойми k, k' та m, m' передається заслонці o , що починає затулювати віконце паропровідної труби; з цієї причини пара до машини починає надходити в меншій кількості й рух машини стає повільнішим. У вислід такого стану річей кулі регулятора "спадають", кінець α підойми m підноситься догори й заслонка o починає відкривати віконце труби. Таким чином досягається необхідного регулювання припливу пари від парового казана до циліндра машини.

Описана вище парова машина, що в сучасний мент з'являється найбільш поширеним типом, має назву машини **ПОДВІЙНОГО ДІЯННЯ**. Ті машини, в яких пара жене смок лише в один бік, а рух його в другий бік відбувається під впливом атмосферного тиснення, називаються машинами **ОДИНАРНОГО ДІЯННЯ**.

§ 50. З попереднього теоретичного викладу ми вже знаємо, що всяка теплова машина повинна мати холодильник, до якого простувало би тепло, витворене ogrivальником. У деяких парових машинах функції холодильника виконує т.зв. **КОНДЕНСАТОР**, себ-то окремий резервуар, в якому відбувається остаточно конденсація зужитої пари. Такий процес можна викликати також дорогою впорськування струменя холодної води до циліндра по один бік смоку; тоді тиснення пари на другий бік смоку в одну атмосферу, або небагато від того більше справлятиме вже новий рух смоку. Машини, наведеної конструкції дістають назву **ПАРОВИХ МАШИН НИЗЬКОГО ТИСНЕННЯ**. В інших машинах, як наприклад у **ПАРОТЯГАХ** зужита пара конденсації спеціально не піддається й зниження її тиснення на смок досягається, як то ми бачили вище, дорогою випуску її на вільне повітря. В цьому випадку тиснення знижується лише до атмосферного й для викликання нового руху смоку необхідно зужити тиснення пари в **ДЕ-КІЛЬКА АТМОСФЕР**. Машини такої конструкції дістають назву **ПАРОВИХ МАШИН ВИСОКОГО**

ТИСНЕННЯ.

Загалом прийнято до машин НИЗЬКОГО тиснення відносити такі, в яких тиснення не перевищує 3 атмосфер, і машинами ВИСОКОГО тиснення вважати такі, в яких тиснення виносить 6 і вище /до 12/ атмосфер. Машини з тисненням від 3 до 6 атмосфер мають назву машин СЕРЕДНЬОГО тиснення. В новітніх конструкціях машин високого тиснення температура пари доходить до 200°C.

Само собою розуміється, що з двох типів парових машин: з КОНДЕНСАЦІЄЮ ПАРИ та БЕЗ її КОНДЕНСАЦІЇ перший дає меншу витрату пари на 1 кінську силу й таким чином з'являється більш економічним. Причина цього полягає в зниженні тиснення пари на неробочу сторону смоку при процесі конденсації.

§ 51. Звернемося до короткого ознайомлення з ПАРОВИМИ УСТАНОВКАМИ. Схему простішої з таких установок - звичайної машини НИЗЬКОГО ТИСНЕННЯ подає нам рис. 24. Помпа *L* нагнітає з конденсатора *Z* до казана воду, що повстала у вислід скроплення пари; для визначення тиснення конденсатор має манометр. Таке тиснення при скропленні пари виносить біля 0,15 - 0,10 атмосфер. Воздух, який до конденсатора приносить з собою пара, усовується спеціальною воздушною помпою

В машинах ВИСОКОГО ТИСНЕННЯ, яких переважно вживає сучасна техніка, конденсація страчує свою роллю і лише знаходить собі пристосовання в машинах, що обслуговують великі океанічні пароплави; в цих випадках доводиться заощаджувати несолону воду й через те зуживання конденсаторів приносить велику користь.

§ 52. В парових машинах того типу, з яким ми ознайомились і який до цього часу лише й розглядали ПРУЖИВІ ВЛАСТИВОСТІ ВОДЯНОЇ ПАРИ НЕ ВИКОРИСТОВУЮТЬ В ПОВНІЙ МІРІ. Ця пара, увійшовши до циліндру машини під значним тисненням, зазнає в останньому розширенні й через те страчує в певній мі-

рі свою пруживість; але тільки в певній мірі, /а не зовсім/ бо й після витиснення пари смоком циліндра на зовні процес росширу триває далі, себ-то продовжується акція вияву пруживих сил пари. Останні таким чином у процесі праці машини використовуються **ЛИШЕ ЧАСТКОВО**; Є натуральним, що, звернувши увагу на цей факт, творча технічна думка мала поставити перед собою нову проблему - **ПРОБЛЕМУ МОЖЛИВО-ПОВНІШОГО ВИКОРИСТАННЯ ПРУЖИВИХ СИЛ ВОДЯНОЇ ПАРИ І ЗБІЛЬШЕННЯ ЦІЄЮ ДОРОГОЮ КОРИСНОГО ВЕЖЕТУ МАШИН.**

Першим кроком у цьому напрямку було сконструювання т.зв. **РОСШИРНИХ МАШИН** /*Expansionsmaschinen*/, де досягається певної економії у витрачуванні пари. В цих машинах роспреділкова засовка починає затулювати канал **ТРОХИ РАНІШЕ**, НІЖ СМОК ДОХОДИТЬ ДО **КІНЦЯ ЦИЛІНДРА**; через це лише певна частина циліндрового обсягу виповнюється парою максимального тиснення і під цим повним тисненням смок циліндра відбуває **ЛИШЕ ЧАСТИНУ** цілої своєї дороги. Далі він порушується вже **ПІД ЗМЕНШЕНИМ ТИСНЕННЯМ**, що повстає з причини послідовного росширу пари. У вислід останнього пара частково скроплюється; але при цьому скропленні виявляється почасти укрите тепло, яке зужито було свого часу на витворення з води пари й тепер, ставши вільним, сприяє витворенню механичної праці.

Теоретично росшир пари можна доводити до такого степеня, при якому внутрішнє тиснення в циліндрі є лише трохи більшим од зовнішнього атмосферного тиснення. В дійсности справа стоїть одначе инакше, бо при означених вище умовах циліндр мав би бути значних розмірів, а це звязувалось би зі значною стратою тепла. Отже на практиці росшир пари доводиться лише до певних меж; а щоби невикористана до кінця пара марно не пропадала її **ПЕРЕВОДЯТЬ ПОСЛІДОВНО ВІД ОДНОГО ЦИЛІНДРУ ДО ДРУГОГО**, з яких кожний **НАСТУПНИЙ МАЄ РОЗМІРИ БІЛЬШІ**, НІЖ ПОПЕРЕДНІЙ. Таким чином дана порція пари переходить від одного циліндру до другого, в кож-

дому з них зазнає певного розширення та охолодження і в кожному при цьому довершує певну працю. Цією дорогою досягається ширше використання пружливих властивостей пари. Парові машини, побудовані по окресленій вище схемі дістають назву **МАШИН - КОМПАУНД** /зв'язаних машин/.

§ 53. Покажемо як можна обчислити працю, що в стані довершити парова машина. Нехай p_1 означає **НАЙНИЖЧЕ** тиснення пари p_2 **НАЙВИЩЕ** її тиснення /в атмосферах/. Тоді тиснення f пари на смок визначиться величиною:

$$f = 1,033 (p_2 - p_1) \cdot s \cdot \frac{\text{килогр}}{\text{см}^2} \quad /173/$$

де s є поле поверхні смоку /в квадратах. сант./ . Зазначимо дорогу, яку доводиться відбувати смоку під час свого руху, через l /в метрах/. Тоді праця z , яку довершує смок при своїй пересуванні в обидва боки, виноситиме $2fl$. Як що протягом хвилини машина відбуває n повних рухів, то **ЕФЕКТ** машини E , себ-то праця довершена нею в 1 секунду, визначиться виразом:

$$E = \frac{2fln}{60} = \frac{2 \cdot 1,033 (p_2 - p_1) \cdot s \cdot l \cdot n}{60} \frac{\text{кг. метр}}{\text{сек.}} /180/$$

$$= \frac{2,066 (p_2 - p_1) s l n}{75 \cdot 60} \text{ кіловоїх сил.}$$

Величина E визначає собою т.зв. **ІНДИКОВАНУ ПРАЦЕЗДАТНІСТЬ** машини, себ-то ту теоретичну працездатність, яку машина мала б, коли би вона працювала **БЕЗ ПОБОРЕННЯ БУДЬ-ЯКИХ ОПОРІВ**. В наслідок же **ТЕРТЯ** по-між частинами машини та **ОПОРУ ВОЗДУХУ** працездатність машини маліє й замість величини E ми дістаємо менший ефект E' , що виносить біля $3/4 E$. Величина E' відповідає **реальній ЕФЕКТИВНІЙ ПРАЦЕЗДАТНОСТІ** машини.

Звертаючися до виразу /180/ ми бачимо, що добуток sl визначає собою обсяг циліндру машини. Отже приходимо до висновку, що **ЕФЕКТ ПАРОВОЇ МАШИНИ Є ТИМ БІЛЬШИМ, ЧИМ БІЛЬШИЙ ЦИЛІНДР МАЄ МАШИНА.**

§ 54. Для окреслення розмірів праці, яку довершує та або інша парова машина, є дуже зручним користати з ГРАФІЧНОЇ МЕТОДИ. Тоді ми дістаємо те, що називається ДІАГРАМОЮ ПРАЦІ. Коли ми маємо звичайну машину, що функціонує БЕЗ РОСШИРУ ПАРИ, то праця машини при русі смоку в один бік вимірюється добутком сили тиснення та обсягу циліндра $W = f \cdot v = f s l$. / Діаграма праці дає нам у цьому випадку /рис.26/ прямокутну фігуру.

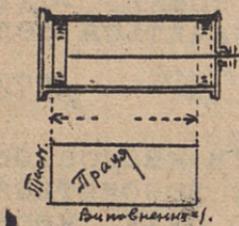


Рис 26

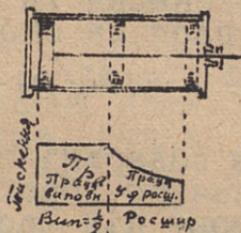


Рис. 27.

В машинах, що функціонують з РОСШИРОМ ПАРИ, приплив останньої до циліндру припиняється десь на половині цілої дороги /рис.27/ смоку й реш-

ту шість дороги смок відбуває вже під зменшеним тисненням. Відповідно до цього страчує свій прямокутний вигляд діаграма праці. Остання в більших розмірах викреслена на рис. 28. Тут поле чотирикутника $oabc$ означає ПРАЦЮ ВИПОВНЕННЯ

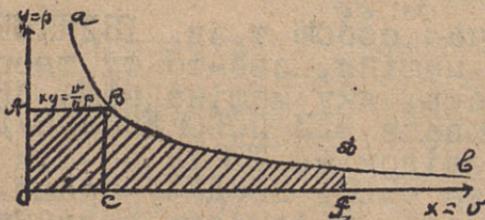


Рис. 28.

(Füllungsarbeit) поле фігури $bcfb$ означає ПРАЦЮ РОСШИРУ (Expansionsarbeit) пари. Точка b має абсцису $x_1 = \frac{v}{n}$,

а через те праця виповнення E_1 , окреслиться взором

$$E_1 = x_1 y_1 = p \frac{v}{n}; \quad /181/$$

Рівняння

$$xy = p \frac{v}{n} \quad /182/$$

буде загальною рівнянням гіперболи ab , що

уявляє собою КРИВУ РОСШИРУ пари.

Як що через x_2 зазначимо абсцису точки Z то праця розширу \mathcal{E}_2 визначиться виразом:

$$\mathcal{E}_2 = \int_{x_1}^{x_2} y dx \quad /183/$$

На основі взору x_1 /182/ останній вираз можемо переписати так:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_2 &= p \frac{v}{n} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{x} = p \frac{v}{n} (\log nat x_2 - \log nat x_1) \\ &= p \frac{v}{n} \log nat \frac{x_2}{x_1}; \end{aligned} \quad /184/$$

Уважаючи на те, що $x_2 = nx_1$, себ-то $\frac{x_2}{x_1} = n$, дістанемо:

$$\mathcal{E}_2 = p \frac{v}{n} \log nat n. \quad /185/$$

Ціла праця \mathcal{E} , яку довершить смок при одному своєму русі, визначиться виразом

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = p \frac{v}{n} + p \frac{v}{n} \log nat n \quad /186/$$

або остаточно

$$\mathcal{E} = V \cdot p (1 + \log nat n). \quad /187/$$

де $V = \frac{v}{n}$ означає обсяг пари в мент виповнення циліндра.

Звертаючися до взору /186/ ми бачимо, що другий його складник є більшим від першого $\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$, коли $n > e$ /де $e = 2,71828$ означає основу натуральних логаритмів/. Коли машина працює без розширу, цей складник обертається в нуль $\mathcal{E}_2 = 0$.

§ 55. З виразу /187/ слідує, що даний обсяг пари довершить працю тим більшу, чим значнішим буде початкове тиснення і p та чим більшою буде величина n , інакше кажучи чим меншим буде виповнення $V = \frac{v}{n}$. Це

слідує також і з діаграми, яку ми маємо на рис. 29. Тут окремо заштриховані поля визначають збільшення праці при відповідних збільшеннях тиснення. Поле I окреслює працю, що довершує машина, коли різниця тиснень на дві

протилежні сторони її смоку вино-
сить 2,5 - I = 1,5 атмосфер; поле
II означає еріст праці при збіль-
шенні тиснення на 2,5 атм., себ-то
до 4 атмосфер; поле III дає те ж
для зросту різниці тиснень до 10-
I = 9 атмосфер і т.д. Як показує
рисунок, при 20 атмосферах /різни-
ця тиснень 19 атм./, коли виповнен-
ня є найменшим, праця буде найбіль-



Рис. 29.

шою. При тиснен-
ні в I атмосферу
/різниця тиснень
0 атмосфер/ вели-
чина праці вино-
сить 0.

Для витворення
високих тиснень пари потребується збільшений
приплив до парового казана теплової енергії;
таке збільшення тепла є одначе досить незнач-
ним у порівнянні до тієї його кількості, якої
зуживається на переведення води до парового
стану. З цього слідує, що МАШІНИ ВИСОКОГО ТИ-
СНЕННЯ З ЯВЛЯЮТЬСЯ БІЛЬШ ЕКОНОМНИМИ І В ПОРІВ-
НЯННІ З МАШІНАМИ НИЗЬКОГО ТИСНЕННЯ МАЮТЬ БІЛЬ-
ШИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ.

§ 56. Попередні наші міркування носили
цілком абстрактний характер і з'являлися пев-
ними теоретичними трактуваннями, що в основі
своїй мали закон Бойля. Оскільки останній не
є законом точним, на практиці ми приходимо
до вислідів у левній мірі відмінних од тих,
які визначаються нашими теоретичними ворами.
Щоби встановити правдиве співвідношення по-
між тисненням пари в циліндрі та її обсягом,
на практиці послуговуються особливими прист-
роями, що дістають назву ІНДИКАТОРІВ. На рис.
30 ми маємо ІНДИКАТОР ВАТТА /Watt/. Ваттів
індикатор уявляє собою пристосовання, за по-
міччу якого осягається АВТОМАТИЧНЕ ВИКРЕСЛЕН-
НЯ ДІАГРАМИ ПРАЦІ /де абсциси визначають обся-
ги пари, а ординати - її тиснення/. Склада-
ється він з невеличкого металевого циліндра
в якому ходить смок S на який згори тисне
спиралева пружина p . Нижня частина пристрою

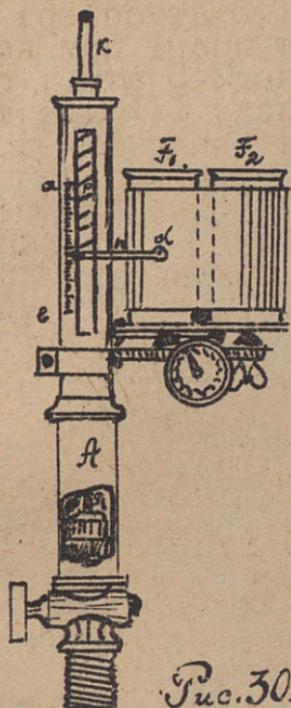


Рис. 30.

сполучається поміччу металевої труби з однією з комор парового циліндра; таким чином даний пристрій є певною відміною металевого манометра. Під час праці машини, коли тиснення пари в її циліндрі зазнає змін, відповідним чином змінюється й положення смоку \mathcal{C} в циліндрі A . Пружина індикатора зроблена так, що пересування смоку \mathcal{C} зглядно його нормального положення з'являється протопропорціональним до відповідних змін /збільшень чи зменшень/ тиснення пари. Зі стрижнем $к$ смоку \mathcal{C} нерухомо злучений індекс $к$, який ходить здовж скалі $ав$; цей індекс за-

кінчується олівцем $а$, що спірається на папірову стрічку, намотану на два вальці F_1 та F_2 . Ці вальці, а з ними і папірова стрічка приводяться в рух смоком, за поміччу механізму, злученого з його стрижнем; таким чином величина кутів, на які обертаються вальці пропорціональні до поступних пересунень смоку.

Коли в циліндрі індикатора має місце нормальне атмосферне тиснення, його індекс викреслює на папері просту, поєзему лінію, що має назву лінії АТМОСФЕРНОЇ. Коли ж ми названий циліндр сполучимо з паровою машиною проста лінія перетвориться у відповідну криву, яка має назву ІНДИКАТОРНОЇ ДІАГРАМИ. На рис. 31 ми маємо зразок такої діаграми для звичайної машини /з конденсатором/, що працює БЕЗ РОСШИРУ ПАРИ при ефективному тисненні біля $2\ 1/2$ атмосфер і тисненні в конденсаторі біля $1/3$ атмосфери. Точка A відпові-

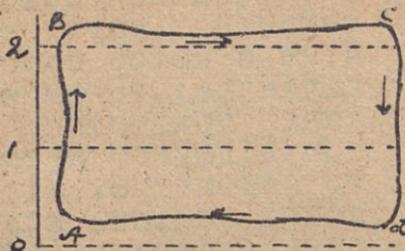


Рис 31.

буває в сполученні з паровим казаном. Коли таке сполучення припиняється тиснення раптово спадає / від C до D /, лишаючись таким низьким на протязі цілого процесу конденсації / від D до A /.

Як що би ми мали машину, що працює так само без росширу пари, але також і БЕЗ КОНДЕНСАТОРА, то нижня лінія / DA / попередньої діаграми містилася би десь біля I атмосфери, себ-то займала значно вище положення. При все тих же обсягах циліндра і тій же різниці початкового та кінцевого тиснень праця машини була би тою же, що і в попередньому випадку.

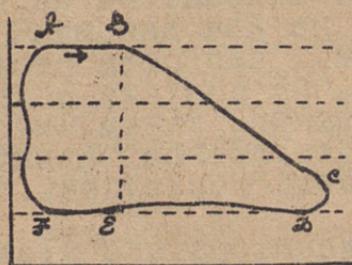


Рис. 32.

з таких частин, а також і цілої діаграми обчислюється на практиці за поміччу т.зв. ПЛАНІМЕТРІВ. Нехай поле діаграми виносить S ; ця величина показуватиме нам скільки кілограм-метрів містить у собі та праця, яку машина довершує при одному циклі; як що кількість циклів у одну секунду зазначимо через N , то величина

$$E_i = \frac{SN}{75} \text{ кілосн. сил} \quad |188|$$

дає тому менту, коли пара починає увиходити до циліндру: далі за короткий час тиснення зростає до максимуму / точка B / і зберігає стаду вартість увесь час поки відповідна сторона циліндра пере-

Інакше виглядає /рис.32/ індикаторна діаграма для машини, що працює з РОСШИРЮЮЧИМИ ПАРИ. Одна частина / $ABEFA$ / цієї діаграми відповідає фазі виповнення циліндра, друга / BCF / - фазі росширу пари. Поле кожної

визначить собою ІНДИКОВАНУ ПРАЦЕЗДАТНІСТЬ даної машини /вона зазначається: І.Н.Р./ Ми вже зазначали, що існування різних опорів, з'окрема тертя по-між частинами машини зменшує у відповідній мірі величину ξ , обертаючи її в ЕФЕКТИВНУ ПРАЦЕЗДАТНІСТЬ; остання міряється на практиці за поміччю особливих уряджень, що мають назву ДИНАМОМЕТРІВ. З одним з таких уряджень, а саме з ГАЛЬМОДИНАМОМЕТРОМ ПРОНІ ми ознайомилися в курсі Фізики /Частина I, § 61/. Стосунок працездатностей ефективної та індикованої, себто величина

$$\xi = \frac{\xi_e}{\xi_i}$$

/189/

окреслює собою т.зв. МЕХАНИЧНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ даної машини /його не слід змішувати з тепловим корисним ефектом/. В найкращих сучасних машинах великих розмірів механичний корисний ефект сягає до 90%.

§ 57. Для витворення механичної праці кожда машина зуживає відповідну кількість пари. Таку кількість для даного протягу часу нетрудно обчислити, знаючи забирність циліндра та число циклів, що припадає на одиницю часу, а також температуру пари, по якій з відповідних таблиць можна обчислити густоту пари, а значить і її масу. Остання в залежності від величини тиснення виносить од 4 до 25 кілограмів на І Н.Р. в годину. Кількість палива, що потрібується для витворення одного кілограму пари залежить з одного боку від теплотворних властивостей самого палива, з другого боку від температури пари, инакше кажучи від її тиснення. При тих тисненнях, яких зуживається в більшості сучасних машин, І кілограм камяного вугілля доброго гатунку дає 8 кілограмів пари. Отже ПАРОВА МАШИНА ПОТРІБУЄ ЩО НАЙМЕНШЕ 0,5 КИЛОГР. НАЙЛІПШОГО ВУГІЛЛЯ НА ОДНУ КІНСЬКУ СИЛУ В ГОДИНУ. Так працюють лише великі машини морських пароплавів; інші машини зуживають паливо з меншою економністю.

Теплотворний ефект доброго вугілля

вносить біля 8000 ^{вел. калорій} _{килогр.}. Таким чином випадає, що мінімальна кількість калорій на 1 кіньську силу в годину вносить 4000; як що переведемо це на одиниці праці то дістанемо

$$\epsilon_1 = 1.808.000 \frac{\text{кгр.-метр.}}{\text{год.}} \quad /190/$$

Але в другого боку маємо

$$\epsilon_2 = \frac{\text{Н.Р.}}{\text{година}} = 75.60.60 \frac{\text{кгр.-метр.}}{\text{год.}} = 270000 \frac{\text{кгр.-метр.}}{\text{год.}} \quad /191/$$

Як бачимо в дійсності машина дає механічної праці значно менше ϵ_2 ніж то випадає з теоретичного перечислення тепла на механічні одиниці ϵ_1 . Стосунок першої з названих величин до другої себ-то

$$\eta = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad /192/$$

дає т.зв. ЕКОНОМІЧНИЙ КОРИСНИЙ ВІДЕНТ машини. Як бачимо останній в нашому прикладі вносить 0,15; при виключно сприятливих умовах він може зрости до 0,18. Отже бачимо, що В НАЙЛІПШИХ ПАРОВИХ МАШИНАХ /великі машини з конденсацією/ ЕКОНОМІЧНИЙ КОРИСНИЙ ВІДЕНТ СЯГАЄ ВАРТОСТИ 18%. В малих машинах без конденсатора він знижується аж до 7%; для паротягів в'окрема він вносить 7 - 8%.

Куди ж дівається решта тепла - по над 85% цілої кількості, витвореної при згоранні палива теплової енергії. Відповідь на це залитання дати нетрудно: частина тепла відходить разом з продуктами горіння до атмосферного воздуху, друга частина йде на піднесення температури казана та інших частин установки, третя передається до атмосфери через теплопровідність та випромінювання, четверта відходить зі зужитою парою, нарешті пята зуживається на механічну працю по-

борення опорів. До того навіть і цілком абстрактне, теоретичне обчислення, сперте на другу термодинамічну засаду, теж дає для величини η вартості досить незначні. Візьмемо, наприклад, звичайну машину низького тиснення, що працює без розширу; для такої машини тиснення пари виносить біля 2 1/2 атмосфер, а температура біля 127°C. Як що температуру конденсатора ми вважати-
мем рівною 40°C, то в такому разі матиме-
мо: $T_1 = 127 + 273 = 400^\circ$, $T_2 = 40 + 273 = 313^\circ$, звідкиля максімально-можливий ефект виноситиме

$$\eta = \frac{400 - 313}{400} = 22\% \quad /193/$$

Візьмемо далі досконалу сучасну машину високого тиснення. При 15 атмосферах температура пари виносить 197°C. Отже маєм $T_1 = 470^\circ$,
 $T_2 = 313^\circ$

$$\eta = \frac{470 - 313}{470} = 34\% \quad /194/$$

Це дає теоретичний обрахунок. А в дійсности ми того не маємо і на практиці навіть при послідуєчому поступі техніки трудно сподіватися осягнення ефекту більшого як 20%.

§ 58. Парові машини, які ми до цього часу розглядали, мають одну спідьну від'ємну рису, що негативно впливає на їхню працю. Ця риса полягає в тому, що ПО МІЖ ЧАСТИНАМИ МАШИНИ, ПРИВЕДЕННЯ В РУХ ЯКИХ СКЛАДАЄ МЕТУ САМОГО ПРОЦЕСУ, /вал, колеса і т.инш./ ТА ЧАСТИНАМИ, НА ЯКИХ БЕЗПОСЕРЕДНЬО ДІЄ ПАРА, ІСТНУЄ ЦІЛА НИЗКА ПРОМІЖНИХ ПЕРЕДАТОЧНИХ МЕХАНІЗМІВ. На приведення цих механізмів в рух, піддержання останнього, а що-найголовніше на поборення взаємного тертя названих механізмів непродукційно витрачається певна частина праці, яку витворює машина, вислідом

чого є певне зниження корисного ефекту останньої. Такі хиби не мають місця в т.зв. ПАРОВИХ ТЮРБИНАХ; в останніх тиснення пари передається безпосередньо головній руховій частині - колесу турбини, без найменшого зуживання будь-яких передаточних механізмів.

Як і турбини водяні, парові турбини поділяються на АКЦІЙНІ та РЕАКЦІЙНІ. В турбинах першого типу струмінь пари в під високого тиснення виходить од разу на волю й через те набуває значної швидкості; швидкий перехід великих запасів потенціальної енергії пари в його кінетичну енергію спричиняється до того, що струмінь пари володіє значною живою силою. І коли цей струмінь зустрічає на своїй дорозі лопатки турбинного колеса, він передає останньому свою кінетичну енергію і таким чином приводить його в оборотний рух. Конструкцію акційної турбини можна зрозуміти з рис. 33. Тут по-

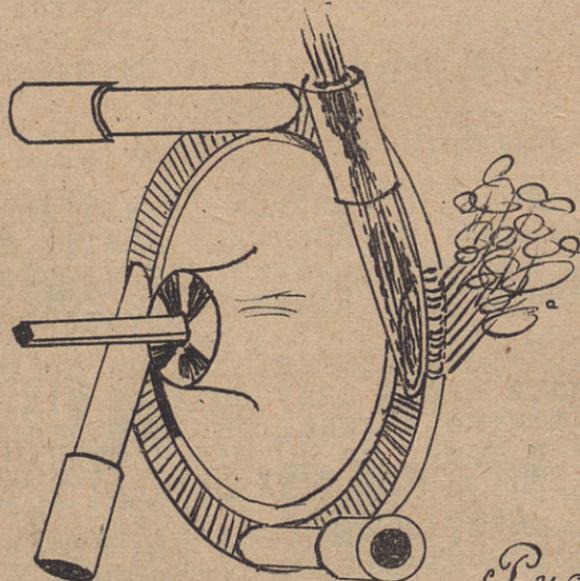


Рис. 33.

казана турбина, сконструйована року 1887 ЛЯВАЛЕМ / *Justus de Laval* /. Пара з казану, в якому вона перебуває під високим тисненням /10-15 атмосфер/, підходить до чотирьох пароводних труб, що мають зглядно колеса по-

хиле положення й щільно пристають до його крайнього пасу, на якому розміщені лопатки. Загальний вигляд Лявалєвої турбини показано на рис. 34.

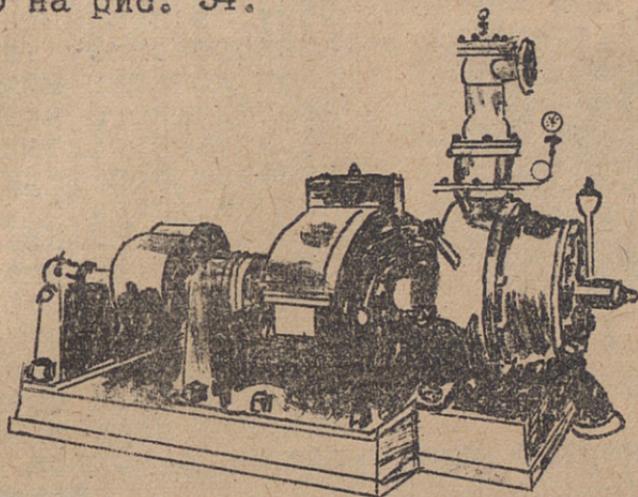


Рис. 34.

Зужита в турбині пара може або випускатися до атмосфери, або надходити до конденсатора. Таким чином і турбини можуть працювати або З КОНДЕНСАЦІЄЮ, або БЕЗ НЕЇ. При тисненні в казані 12-15 атмосфер і в конденсаторі 0,2 атм. швидкість парового струменя вносить біля 1000 ^{метр}/_{сек}; слід уважати, що турбина працює добре, коли лінійна швидкість обводу її колеса вносить половину швидкості парового струменя. Найкращі акційні турбини дають біля 9000 оборотів у хвилину.

Проїшовши по-між лопатками турбинного колеса й вийшовши з нього геть пара не страчує ще остаточно своїх пруживих властивостей. Щоби ці властивості використати до кінця ПАРУ ПЕРЕПУСКАЄТЬСЯ не через одне, а ЧЕРЕЗ ДЕ-КІЛЬКА ТУРБИННИХ КОЛЕС, які посажено на один спільний вал. Як цього досягається показує рис. 35. Тут ми маємо два РУХОМІ колеса, по-між якими міститься одно таке ж НЕРУХОМЕ колесо; в каналів по між лопатками першого рухомого колеса /А/ пара, що почасти зберігла свої пруживі властивості переходить до каналів нерухомого

колеса /В/, з яких, доставши знову належний напрямок, простує далі до другого рухомого колеса /С/. Таких рухомих колес в турбині може бути не двоє, а де-кілька, при чому, з причини поступінного спаду тиснення пари лопатки кожного послідуячого колеса робляться більшими від лопаток попереднього колеса /рис. 35/.

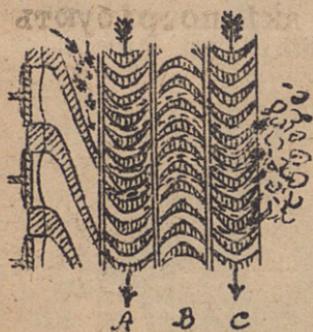


Рис. 35.

Перша РЕАКЦІЙНА ТУРБИНА була сконструйована року 1886 ПАРСОНОМ /Charles Parson/. В турбинах цього типу перетворення пруживої енергії пари в кинетичну енергію руху турбинного колеса відбувається в самому цьому колесі; останнє складається зі значної кількості радіально розмішених лопаток викривленої форми. Пара від кавана надходить до осі турбини, від якої розходитьсь по між лопатками в радіальних напрямностях. У вислід вигнутої форми лопаток витворюється СИЛА РЕАКЦІЇ, яка подібно до Сегнерового колеса приводить турбину в оборотовий рух. Час, на протязі якого пара проходить по-між лопатками турбини є незвичайно-малим, через що пружива енергія пари лишається в певній мірі невикористаною; з цієї причини намагаються збільшувати по можливості число рухомих колес турбини. У великих Парсонових турбинах кількість їх доходить до 140.

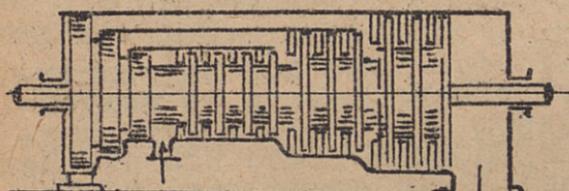


Рис. 36.

В порівнянні до циліндрових машин парої турбини мають такі переваги: а/ ЛЕГКІСТЬ ТА ПРОСТОТА КОНСТРУКЦІЇ у вислід незначного порізнюючи тягару та відсутности передаточ-

них механізмів, с/ СПОКІЙНИЙ, ПЛАНОМІРНИЙ ХІД і в/ НЕЗНАЧНІ РОЗМІРИ, що спричиняють-ся до значної економії місця при установках. З наведених причин парові турбіни з'являються дуже зручними моторами для великих океаничних пароплавів, які потребують значної швидкості руку. Для ширшого використання пруживих властивостей пари турбіни мають працювати при великій різниці температур казана та конденсатора і під високим тисненням /13-16 атмосфер/; тоді вони ДАЮТЬ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ, БІЛЬШИЙ НІЖ ЗВИЧАЙНІ ПАРОВІ МАШИНИ. Кількість оборотів в сучасних парових турбінах може доходити до 20000 на хвилину, справність їхня сягає до 60.000 Н.Р. При цьому в турбінах новітніх конструкцій на одну кіньську силу зуживається менш як 4 кілогр. пари.

§ 59. ГАЗОВИМИ /ВИБУХОВИМИ/ МОТОРАМИ називаються такі машини, які ВИПРОДУКОВУЮТЬ МЕХАНІЧНУ ПРАЦЮ КОШТОМ ТЕПЛА, що ПОВСТАЄ ПРИ ВИБУХАХ ВІДПОВІДНИХ ГАЗОВИХ ПРОДУКТІВ /СУМІШІ СВІТИЛЬНОГО ЧИ ГЕНЕРАТОРНОГО ГАЗУ ТА ВОЗДУХУ АБО СУМІШІ ВОЗДУХУ З ПАРЮЮ ПІЖНИХ НАФТОВИХ ПРОДУКТІВ/. Висока температура, що витворюється при швидкому згоранні вибухових матеріалів СПРИЧИНЯЄТЬСЯ ДО ЗНАЧНОГО ЗРОСТУ ПРУЖИВОСТІ ГАЗІВ і цією дорогою справляє в газових моторах великий руховий ефект.

Ідея газового мотору, що знайшла собі належне зреалізування лише в другій половині минулого століття є дуже старою. Ще року 1678 аббат ОТФЕЛЬ опрацював проект водонід'ємної машини, яка мала функціонувати через систематичні вибухи пороку. З винаходом парової машини ідея газового мотору була майже цілковито занехана і лише на початку другої половини XIX століття до неї вертає ГЕНУАР, який року 1860 бере патент на свій газовий мотор. Останній швидко популяризується, знаходить собі велике поширення в дрібній промисловості й дає імпульс до нових шукань й дальших удосконалень.

Газові мотори можна поділити на нас-

тупні чотири типи:

- 1/ 3 ВИБУХОМ БЕЗ СТИСНЕННЯ ГАЗУ
- 2/ 3 ВИБУХОМ ПІСЛЯ СТИСНЕННЯ ГАЗУ
- 3/ 3 ПОСТУПІННИМ ГОРІННЯМ ТА СТИСНЕННЯМ.
- 4/ АТМОСФЕРИЧНІ ТА МІШАНІ.

В моторах першого типу після того як газ та воздух введено до циліндру у відповідних пропорціях і вони витворили суміш, остання безпосередньо запалюється іскрою від електричного індуктора і дає вибух. При зворотньому русі смоку зужитий газ виштовхується в циліндру геть.

Значно вигіднішим є одначе переводити процес згорання газу не при нормальному атмосферному тисненні, а при тисненні підвищеному до 2-3 атмосфер. Для цього необхідно справити ПОПЕРЕДНЄ СТИСНЕННЯ ГАЗУ і вже після того викликати його вибух. Це ми маємо в машинах другого типу.

Стиснення газу може при цьому відбуватися як в особливій коморі, так і в самому циліндрі.

Замість хвиливого вибуху при сталому обсязі згорання газу можна переводити ПО-ВІЛЬНО - при сталому тисненні, перепускаючи потроку пальну суміш над полум'ям. Це має місце в моторах третього типу.

Відмінну від попередніх типів мають конструкцію мотори останнього типу. В першій стадії циклу смок у цих моторах НЕ ДІЄ НА ВАЛ МАШІНИ; у сполучення з останнім він вступає лише в другій стадії циклу, коли ПІД ВПЛИВОМ ВЛАСНОГО ТЯГАРУ ТА АТМОСФЕРНОГО ТИСНЕННЯ ВІДБУВАЄТЬСЯ ЙОГО ЗВОРОТНИЙ РУХ. Щоби зменшити огріття циліндра вибух суміші в ньому справляється тоді, коли смок відбуде третину своєї дороги.

Найбільш поширеними в сучасній техніці а'являються мотори ЧОТИРИТАКТОВІ. Таку назву вони дістали через те, що один повний рух їх складається з чотирьох окремих моментів, а саме:

1. ВСМОКТУВАННЯ ПАЛЬНОЇ СУМІШІ.
2. СТИСНЕННЯ СУМІШІ.
3. ВИБУХ СУМІШІ Й РУХ СМОКУ ВПЕРЕД.

4. РУХ СМОКУ НАЗАД І ВИТИСНЕННЯ СУМІШІ З ЦИЛІНДРУ.

Як відбувається в дійсності окреслений процес, можна простежити на рис. 37, що

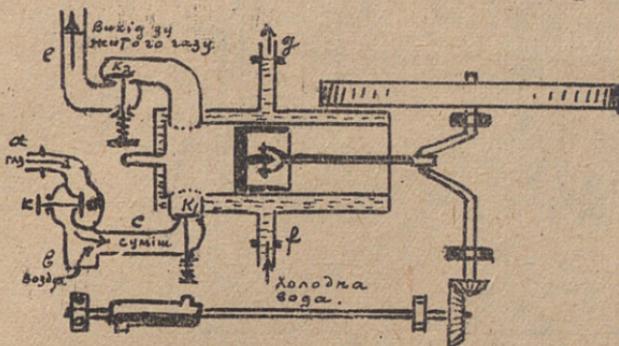


Рис. 37.

подає схему конструкції чотиритактового газового мотору.

ПЕРШИЙ ТАКТ: смок йде зліва направо; чопи k_1 та k_2 відносяться до циліндру по трубці α надходить газ, по трубці β входить вогонь.

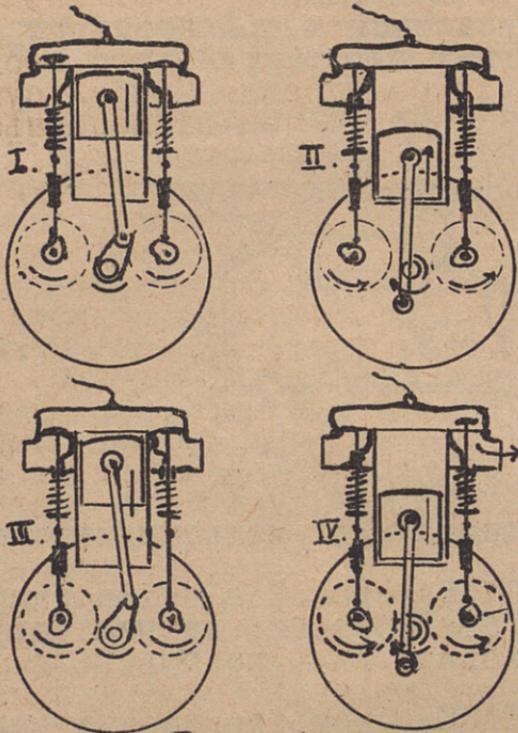
ДРУГИЙ ТАКТ: смок іде справа наліво й стискує суміш /до 4-5 атмосфер/; чопи k_1 та k_2 опущені.

ТРЕТІЙ ТАКТ: вибух суміші; рух смоку зліва направо.

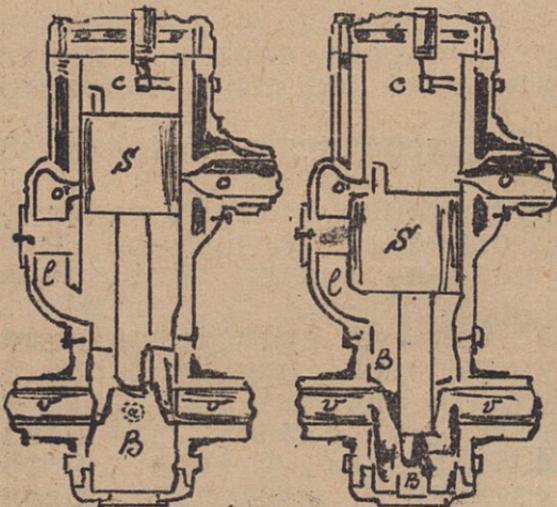
ЧЕТВЕРТИЙ ТАКТ: чоп k_2 піднесений; смок порушується справа наліво й витискує суміш, що виходить з циліндра через трубки α та β .

На рис. 38 схематично показані всі чотири такти.

В чотиритактових моторах одне повне згорання газу припадає на чотири такти. Існують однак мотори, в яких таке згорання припадає на ДВА такти. Ці мотори мають назву **ДВОТАКТОВИХ МОТОРІВ**. Конструкцію такого мотору показує рис. 39. При русі смоку догори /I/, в нижній частині циліндру, злученим з комером β , що охоплює вал машини, повстає **РОСТІСК ВОЗДУХУ**, у вислід чого до неї через відтулину α надходить пальна суміш. Одночасово з цим у верхній частині циліндра



Puc. 38.



Puc. 39.

циліндра відбувається **СТИСНЕННЯ ПАЛЬНОЇ СУМІШІ**, яка ввійшла туди при попередньому такті. Коли смок осягнув свого крайнього верхнього положення, іскра справляє вибух суміші, який жене смок додолу. При відворотньому русі смоку стискується суміш в нижній частині циліндра; під час цього руху смок відкриває спочатку відтулину o , через яку відходить геть згоріла суміш, а пізніше відтулину o' , через яку по каналу e до верхньої частини $1e$ циліндра надходить свіжа суміш, стиснена перед тим в нижній частині. Коли смок знову порушується догори він закриває відтулини o' та o і через те далі справляє стиснення суміші. Імпульс, який смок дістає при вибусі суміші, є тільки значним, що він не лише покриває працю, зужиту перед тим на стиснення суміші, а дає ще й корисну працю, коштом якої вал машини приводиться в рух. Хіба двотактових моторів полягає в тому, що частина свіжої пальної суміші відходить разом зі згорілими продуктами. Через те ці мотори зуживають палива більше ніж чотиритактові. Але за те вони мають менші-порівнюючи розміри.

При праці газових моторів циліндри їх зазнають значного ogrівання, а через те ці мотори потребують спеціальних уряджень для тяглого охолодження циліндрів.

В порівнянні до парових машин газові мотори мають **БІЛЬШИЙ ЕКОНОМІЧНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ** /в зв'язку з високими температурами, що повстають при вибухах газів/, але **ЗНАЧНО МЕНШИЙ МЕХАНИЧНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ**. Для парових машин, як ми про те зазначили, перший доходить до 0,18, другий до 0,90. Для газових моторів маємо:

	Економічний корисний ефект	Механичний корисн. ефект.
--	-------------------------------	------------------------------

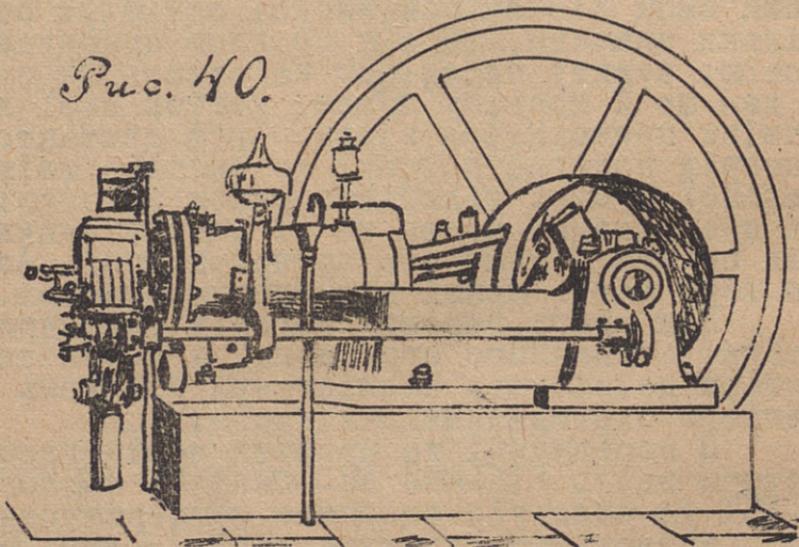
I ТИП	0,23	0,28
II ТИП	0,38	0,45
III ТИП	0,31	0,38
IV ТИП	0,36	0,42

Як бачимо газові мотори в порівнянні до па-

рових машин зуживають паливо значно економніше.

Цілком подібно до газових моторів функціонують МОТОРИ НАФТОВІ. Нафтові продукти /нафта, гас, бензина/ впорсуються за поміччю спеціального пудверизатора до циліндру, де їхня суміш з воздухом так само запалюється іскрою й дає вибух. Одними з найкращих нафтових моторів з'являються в сучасний мент мотори ДИЗЕЛЯ. Дизель - мотори працюють з дуже високим стисненням воздуку перед спаленням у ньому нафти /до 35 атмосфер/ і мають корисний ефект 33 - 35%. Всі описані вище мотори газові та нафтові мають назву МОТОРІВ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРАННЯ. На рис.40

Рис. 40.



подано загальний вигляд сучасного чотиритактового мотора внутрішнього згорання.

Дано взір для обчислення економічно-корисного ефекту моторів внутрішнього згорання. Зазначимо через m кількість паливних продуктів, яку мотор зуживає протягом однієї години на кінську силу, через ϵ теплотворну здібність цих продуктів. Тоді, взявши на увагу, що еквівалентом кінської сили на го-

дину в $\frac{75.60.60}{427} = 632$ калорії, для корисного ефекту η дістанемо вираз:

$$\eta = \frac{632}{m. \tau} ;$$

/195/

§ 60. XX століття можна наввати не лише добою електричності, а також і добою мотора внутрішнього згорання. Ми бачимо, як за короткий час в 20 - 30 останніх років названий мотор дістав величезне поширення, як підпорядкував собі сучасну техніку й промисловість. Такий успіх мотору внутрішнього згорання, його блискуча конкуренція з паровими машинами не з'являються випадковими. Бо в той час, коли в моторах парових використовуються пруживі ФІЗИЧНІ СИЛИ водяної пари, себ-то сили МІЖМОЛЕКУЛЯРНІ, в моторах внутрішнього згорання руховий ефект справляють ХЕМІЧНІ СИЛИ вибуху, себ-то сили ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНІ. А фізика навчає нас, що всередині молекул сконцентровані великі запаси енергії, які перевищують ті її зовнішні запаси, з котрих ми користуємося в повсякденному житті. Але на тому не кінець; фізика каже нам далі, що допіру згадані внутримолекулярні запаси енергії з'являються незначними в порівнянні до тих її кількостей, які переховано ВНУТРИ АТОМІВ. Про розміри ВНУТРИАТОМНОЇ ЕНЕРГІЇ ми маємо можливість міркувати з досліджень над з'явищами радіоактивності. Малесенька крихточка броміду радія, масою в 10 міліграмів випродуковує в годину 1 малу калорію теплової енергії. При повному розпаді своїм /що триває більше 2 1/2 тисяч років/ названа крихточка радія дала би біля 30.000.000 малих калорій. Для витворення такої кількості тепла потрібно було би спалити 3600 грамів найліпшого вугілля. Як бачимо з цього прикладу, ВНУТРИ АТОМІВ СКОНЦЕНТРОВАНА ВИКЛЮЧНА ПО СВОЇХ РОЗМІРАХ ЕНЕРГІЯ. До використання її ми тим часом не маємо одначе жадних можливостей. Як відомо наймогутніші засоби, якими володіють сучасна наука та техніка, не в стані найменшим чином вплинути на перебіг внутриатомних радіоактивних процесів. Сфера цих процесів лишається неприступною для наших

зусиль і шляхи до оволодіння тими нечис-
лимими скарбами, які сховано в кожному ато-
мі матерії, тим часом для людства заказані.
Природа ревниво оберігає свої таємниці, хо-
ває далеко вглиб свої найкоштовніші багат-
ва. За товстими мурами, за міцними, залізом
окутими дверима спочивають од віку вони. І
той геній, який знайде ключ до найбільших
таємниць природи, й відчинить оті заповіт-
ні двері - убезсмертить навік своє ім'я і
вкриє славою ціле культурне людство.



Литература.

- R. Blondlot Introduction à l'étude de la thermodynamique. 1909.
- O. Хворосон. Основная посылка термодинамики. 1913.
- P. Патер. Термодинамика. 1923
- Вальтер и Реннмангер. Physik o menschen.
1916.
- Dessau. Lehrbuch der Physik. Band I. 1922.
- Graetz. Lehrbuch der Physik. 1923.
- Grimzahl. Lehrbuch der Physik. Band I. 1921.
- Müller-Pouilllets. Lehrbuch der Physik und Meteorologie. Band III. 1907.
- Vladimir Novák. Fyzika. Díl I. 1921.
- Weiler. Lehre von der Wärme. 1910.
- Иван Баран. Физика. 2.1. 1923.
- А. Хоффе. Лекции по молекулярной физике 1919.



ЗАУВАЖЕНІ ПОМИЛКИ.

Стор.	Ряд.	Надруковано.	Має бути.
3	19	в долини <i>propre</i>	<i>propre</i>
7	7	в гори величини та	величини Σ та ρ
72	21	" кожний ii	кожний його
83	16	в долини функція стану	функція ста- ну \mathcal{S}
84	6	в гори функція	функція \mathcal{S}



З М І С Т.

☉☉

Сторінки

П е р е д м о в а

I

РОЗДІЛ ПЕРШИЙ:

ПЕРША ТЕРМОДИНАМІЧНА ЗАСАДА.

1. Вступ. Флюїдарна теорія. Досвіди Румфорда та Деви. Нові погляди на природу тепла. Термодинаміка. Карно і його виступ. Роберт Майер. Майєрів досвід. Механичний еквівалент тепла; поміри його. Досвіди Джуля та Гирна. Тепловий еквівалент механічної праці. Вартости величин γ та \mathcal{A} на основі новітніх помірив I
2. Еквівалентність тепла й механічної праці. Перша термодинамічна засада 6
3. Приклад посереднього перетворення механічної праці в тепло 7
4. Акція сил зовнішніх і внутрішніх. Зовнішня праця; її обчислення . . . 8
5. Поняття про цикл. Графічна інтерпретація зовнішньої праці. Замкнений цикл. Цикл додатний і від'ємний 10
6. Експериментальні ствердження прав-

	дивости першої термодинамічної засади при переході тепла в механічну працю. Досвід Гирна	12
7.	Знаходження вартости механічного еквіваленту тепла дорогою спеціального досвіду над газом. Прямокутний Клапейронів цикл	13
8.	Внутрішня енергія системи; зміни її. Засада збереження енергії. Математичний вислів першої термодинамічної засади	17
9.	Засада збереження енергії, яко вислід експериментальних досліджень Джуля та Гирна. Твори Р. Майера та Гельмгольца. Ізольована система; її характеристика. Клаувіус і його твердження що-до енергії всесвіту. Співвідношення по-між засадами збереження мас та збереження енергії. Погляди на цю справу теорії зглядности. Закон збереження маси, яко вислід закону збереження енергії	19
10.	Доба середньвіччя в науці. Спроби винаходу " <i>perpetuum mobile</i> "; їхня безпідставність. Неможливість " <i>perpetuum mobile</i> I-го роду"	21
11.	Незалежність циклу від проміжних станів системи	22
12.	Різниця по-між C_p та C_v , яко вислід першої термодинамічної засади. Обчислення величини K	23

РОЗДІЛ ДРУГИЙ.

ФІЗИЧНИЙ ПРОЦЕС І ЙОГО РІЗНІ ВИДИ.

- | | | |
|-----|--|----|
| 13. | Фізичний процес. Стан рівноваги. Умови рівноваги. Функції стану | 24 |
| 14. | Процес ендотермічний. Процес екзотермічний | 25 |
| 15. | Процес ізотермічний. Ізотермічний розшир газу й ізотермічне його стиснення | 25 |
| 16. | Процес адіабатичний | 26 |
| 17. | Процес зворотний й процес незворотний. Приклади незворотних процесів. Процеси природи і їхня незворотність. Ознаки незворотності | 27 |
| 18. | Зворотний процес. Умови зворотності. Засоби наближення реальних процесів до ідеалу зворотності. Процеси періодичні | 29 |

РОЗДІЛ ТРЕТІЙ.

СПЕЦІАЛЬНА РОЗВІДКА ПРО ГАЗИ.

- | | | |
|-----|---|----|
| 19. | Залежність внутрішньої енергії газу від температури. Закон Дюля | 32 |
| 20. | Незалежність внутрішньої енергії | |

гії газу від обсягу. Друге сформульовання закону Джуля .	33
21. Експериментальна перевірка закону Джуля. Неточність останнього	34
22. Обчислення кількості тепла, потрібного для довільної зміни стану газу	37
23. Стала вартість для кожного газу величини $C_p - C_v$	38
24. Адіабатичний розшир та стиснення газу	39
25. Залежність при адіабатичному процесі температури газу від обсягу та тиснення	45
26. Знаходження величини K методом Клемена й Дезорма . .	46

РОЗДІЛ ЧЕТВЕРТИЙ.

ЦИКЛ КАРНО .

27. Тепловий мотор. Постулат Карно. Твердження лорда Кельвіна. Коефіцієнт страти	52
28. Цикл Карно	55
29. Складові процеси циклу Карно. Корисний ефект циклу Карно .	59
30. Причини, з яких цикл Карно не може бути здійсненим на практиці	62

РОЗДІЛ П'ЯТИЙ.

ДРУГА ТЕРМОДИНАМІЧНА ЗАСАДА.

31.	Існування певної тенденції в перебігу процесів природи. Друга термодинамічна засада .	64
32.	Процеси натуральні й ненатуральні; неоднакова їх можливість	65
33.	Клаузіусове сформулювання другої термодинамічної засади	66
34.	Сформулювання В. Томсона. .	67
35.	Сформулювання Пфаундлера та Больцмана	70
36.	Математичне окреслення другої термодинамічної засади .	73
37.	Абсолютна температурна скаля	75
38.	Прикладення другої термодинамічної засади до з'явища зниження точки топлення тіл зі зростом зовнішнього тиснення	78

РОЗДІЛ ШОСТИЙ.

ЕНТРОПІЯ .

39.	Математичне визначення поняття ентропії	81
40.	Ентропія при процесах незво-	

§§	Стор.
ротних	82
41. Ентропія консервативної системи. Клаузіусове сформульовання другої термодинамічної засади.	83
42. Внутрішній зміст Клаузіусового сформульовання	84

РОЗДІЛ СЬОМИЙ.

МЕХАНИЧНА ТЕОРІЯ ТЕПЛА.

43. Механична теорія тепла і кинетична теорія газів, як її головна основа	86
44. Основні звори кинетичної теорії газів	87
45. Охолодження газу при його розширенні	92
46. Поглинення теплової енергії молекулами та атомами	93

РОЗДІЛ ВОСЬМИЙ.

ТЕПЛОВІ МАШИНИ.

47. Чотири основні типи теплових машин	96
48. Огрівально-воздушні мотори.	96
49. Парові машини; їх історія. Основа конструкції парових машин.	97
50. Парові машини з конденсацією і без конденсації пари	102

№	Стор.
51.	Парові установки 103
52.	Машини з розширом пари 103
53.	Працездатність машин: індикова- вана та ефективна 105
54.	Діаграми праці парових машин звичайних та розширних 106
55.	Корисний ефект машин низько- го й високого тиснень 107
56.	Індикатори. Індикатор Ватта. Індикаторна діаграма. Меха- нічний корисний ефект 108
57.	Економічний корисний ефект
58.	Парові турбини акційні та ре- акційні. Переваги турбин пе- ред циліндровими машинами 113
59.	Газові мотори; коротка їх іс- торія. Чотири типи газових мо- торів. Мотори чотиритактові. Мотори двотактові. Мотори наф- тові. Дизель-мотори. Обчислен- ня економічного корисного ефек- ту мотора внутрішнього згорання II 7
60.	Енергія мікмолекулярна, внутри- молекулярна та внутриатомна. Мотор майбутнього 123
	Література 125
	Зауважені помилки 126
	Зміст 127





3186262125

Українське Видавниче Товариство

при



У.Г.А.

1. Проф. Шовгенів. Водяне господарство на Україні, 12 ст.	250
2. Проф. Іваницький. Ліс і біологічні типи дерев. порід, 17 ст.	3-20
3. Доцент Череди́в. Ботаника, 119 ст.	21-60
4. Доцент Тимошенко. Економічна Географія, 66 ст.	18—
5. Проф. Шадлун. Кристалографія, 52 ст.	5—
6. Проф. Щербина. Статистика, 133 ст.	25-20
7. Лек. Іваненко. Геометрія, 200 ст.	21—
10. Доц. Сокович. Нарисна геометрія, 464 ст.	43-60
11. Б. І. Таблиці до визначення дерев. рослин по листях, 40 ст.	5—
13. Лек. Лисянський. Фізика ч. I. (механіка), 198 ст.	26-50
15. Проф. Шовгенів. Аналітична геометрія, 190 ст.	22-50
16. Проф. Іваницький. Курс лісівництва ч. I., 60 ст.	7—
18. Проф. Шереметинський. Скотарство ч. I., 156 ст.	20—
22. Доц. Червявський. Мінералогія (систематика) (друк.)	—
25. Доц. Грабина. Геодезія. (Вступ) 35 ст.	8—
26. Проф. Мишко. Історія політ. економії 254 ст.	33-60
28. Проф. Іваницький. Лісівництво ч. II., 75 ст.	11—
29. Лек. Іваненко. Тригонометрія, 420 ст.	32-30
31. Лек. Русова. Підручник французької мови, 360 ст.	—
33. Проф. Іваницький. Таблиці до визнач. дерев. порід, 15 ст.	2-90
37. Доц. Комарецький. Аналітична хемія ч. II., 286 ст.	21-30
38. Лек. Лисянський. Фізика ч. II., 120 ст.	24-25
39. Лек. Вілінський. Нарисна геометрія, 288 ст.	25-10
40. Др. Левицький. Теорія українського письменства, 61 ст.	7—
41. Доц. Грабина. Геодезія ч. I., 460 ст.	54-50
42. Лек. Коваленко. Курс диференц. рахунку, 239 ст.	17-10
43. Доц. Тимошенко. Вчення про світовий ринок (друк.)	—
44. Доц. Мартос. Теорія кооперації (друкується)	—
45. Доц. Гольдельман. Економіка й політика промисловости (друкується)	—
47. Доц. Фролов. Хемічна технологія продуктів с-г.	—
49. Термінологічний словник (друкується)	—
50. Доц. Фролов. Хемічна технологія води	—
51. Королів-Стари й. Повстання органічного життя на землі, 100 ст.	6—
52. Проф. Щербина. Земська статистика (друкується)	—
53. І. Б. Таблиці до визначення насіння і сходів, 13 ст.	2—
54. Проф. Старосольський. Держава і політичне право (друк.)	—
55. Лек. Лисянський. Фізика ч. III. (тепло)	—
56. Проф. Шовгенів. Гідравліка (друкується)	—
57. Проф. Шадлун. Мінералогія (Загальний курс), 200 ст.	14-40
58. С. Романовський. Repetitorium до інтегрального рахування	—
59. Проф. Іваницький. Лісівництво ч. III., 400 ст.	28—
62. Лек. Лисянський. Термодинаміка	—

Книгарня Видавництва Č. S. R., m. Poděbrady,
Hotel „U krále Jiřího“ č. 42.

Накладом Української Господарської Академії.