

Польгаузен Август

**Паровые машины, их действие, расчет,
конструкция, сборка и установка**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 621
ББК 34.4
А18

А18 **Август П.**
Паровые машины, их действие, расчет, конструкция, сборка и установка / Польгаузен Август – М.: Книга по Требованию, 2024. – 284 с.

ISBN 978-5-519-78935-6

ISBN 978-5-519-78935-6

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2024
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2024

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

старинныхъ паровыхъ машинахъ расширенія пара не было и паръ пускался на всемъ ходу поршня, приэтомъ совершенно не пользовались полнымъ расширеніемъ его, почему онъ въ концѣ хода поршня, а слѣдовательно и въ началѣ выпуска пара, обладалъ тѣмъ же давленіемъ, какъ и при выпускѣ. Поэтому машины такого рода расходовали значительно больше пара, чѣмъ машины съ расширеніемъ пара.

Далѣе паровыя машины дѣлятся на машины безъ охлажденія и машины съ охлажденіемъ пара. Въ машинахъ перваго рода отработавшій въ цилиндрѣ паръ (мятый паръ) выпускается въ атмосферу и поэтому давленіе на поршень, со стороны выпуска пара, равно атмосферному. Въ машинахъ же втораго рода мятый паръ проводится въ особое помѣщеніе, въ конденсаторъ (или холодильникъ), и здѣсь сгущается охлажденіемъ въ воду, вслѣдствіе чего получается разреженное пространство, а слѣдовательно подѣ поршнемъ со стороны выпуска пара давленіе значительно ниже, чѣмъ въ машинахъ перваго рода. Такъ какъ это давленіе должно быть преодоляемо движущимъ давленіемъ пара со стороны впуска его, то, при одинаковыхъ прочихъ условіяхъ, разность между этими двумя давленіями будетъ больше въ машинахъ съ охлажденіемъ пара, причемъ однако не слѣдуетъ упускать изъ виду, что въ этихъ машинахъ часть упомянутой разности, которая и является движущимъ усиліемъ для поршня, тратится на приведеніе въ дѣйствіе конденсатора.

Наконецъ рассматриваемыя въ данномъ курсѣ паровыя машины подраздѣляются на одноцилиндровыя и многоцилиндровыя. Если въ послѣднихъ имѣется два или нѣсколько цилиндровъ, которые связаны съ однимъ и тѣмъ-же валомъ, имѣютъ одинаковыя размѣры и снабжаются самостоятельно свѣжимъ паромъ одного и того же давленія, то машины такого рода называются двойными, строеными. Кривошипы этихъ машинъ насажены на валъ подѣ угломъ 90° и 120° и не достигаютъ, слѣдовательно, никогда одновременно мертваго положенія. Многоцилиндровыя машины, въ которыхъ цилиндры различныхъ размѣровъ и

свѣжій паръ пускается въ меньшій цилиндръ и потомъ уже, отработавъ въ немъ, пускается во второй, а иногда послѣ этого и въ третій цилиндръ, откуда онъ уже выпускается въ атмосферу или въ холодильникъ, называются машинами двойного и тройного расширенія или машинами компаундъ, съ двумя и тремя цилиндрами. Машины двойного расширенія дѣлятся опять на машины Вульфа (Woolf) и машины компаундъ съ ресиверомъ. Въ машинахъ Вульфа парораспределительный приборъ для выпуска пара изъ малаго цилиндра (цилиндръ высокаго давленія) и парораспределительный приборъ для впуска пара въ большой цилиндръ (цилиндръ низкаго давленія) приводятся въ движеніе однимъ и тѣмъ-же приспособленіемъ и паръ переходитъ, слѣдовательно, непосредственно изъ малаго въ большой цилиндръ. Въ машинахъ компаундъ съ ресиверомъ парораспределительные приборы обоихъ цилиндровъ двигаются самостоятельно, и паръ изъ малаго цилиндра попадаетъ сперва въ особый приемникъ или ресиверъ, а потомъ въ большой цилиндръ. Въ машинѣ Вульфа кривошипы насаживаются подѣ угломъ въ 0° или 180° и приходятъ, слѣдовательно, одновременно въ одѣо и то же или противоположныя мертвыя положенія. Въ машинахъ компаундъ кривошипы заклинены болѣею частью подѣ угломъ въ 0° и 90°. Въ первомъ случаѣ оба цилиндра расположены другъ за другомъ, имѣютъ общій штокъ и кривошипъ; машины такого типа носятъ названіе машинъ-тандемъ.

Во второмъ случаѣ оба цилиндра расположены другъ возлѣ друга и дѣйствуютъ на разные кривошипы. Въ компаундъ-машинахъ съ тремя цилиндрами, которые принято называть малымъ, среднимъ и большимъ цилиндрами (также цилиндрами высокаго, средняго и низкаго давленія) имѣется или три кривошипа, заклиненные подѣ угломъ въ 120° другъ къ другу, и три цилиндра рядомъ расположенные, или два заклиненные подѣ угломъ въ 90° кривошипа, причемъ тогда два цилиндра (обыкновенно высокаго и средняго давленія) расположены другъ за другомъ и дѣйствуютъ на общій кривошипъ.

ЧАСТЬ I.

Важнѣйшія свѣдѣнія изъ механической теоріи теплоты, необходимыя при изученіи паровыхъ машинъ.

§ 1.

Эквиваленты теплоты и работы. Свойство теплоты. Энергія.

Многочисленные опыты доказали, что:

1. Теплота можетъ превратиться въ механическую работу и, наоборотъ, механическая работа можетъ превратиться въ теплоту. Паровыя машины могутъ служить примѣромъ перваго, всевозможные процессы, сопровождаемые ударомъ или треніемъ, примѣромъ второго положенія.
2. Определенное количество теплоты превращается всегда въ одно и тоже количество работы и, наоборотъ, определенное количество работы превращается всегда въ одно и тоже количество теплоты. Если принять за единицу работы килограммо-метръ (mkg) и за единицу теплоты (WE) калорію ¹⁾, то

единица работы даетъ всегда $\frac{1}{428}$ единицъ теплоты, а единица теплоты — 428 единицъ работы.

Поэтому называютъ

$A = \frac{1}{428}$ тепловымъ эквивалентомъ единицы работы и

$\frac{1}{A} = 428$ механическимъ эквивалентомъ единицы теплоты.

Поэтому во всѣхъ случаяхъ, гдѣ теплота превращается въ нѣкоторое количество работы L, затрачивается количество теплоты

$$Q = A \cdot L \dots \dots \dots 1^a$$

и во всѣхъ случаяхъ, когда механическая работа превращается въ нѣкоторое количество теплоты Q затрачивается

$$L = \frac{1}{A} Q \dots \dots \dots 1^b$$

единицъ работы.

¹⁾ Количество теплоты, потребное для того, чтобы 1 kg. воды при 0° нагрѣть до 1° C.

На основаніи согласія, которое существуетъ между результатами многочисленныхъ опытовъ и выводами изъ математическихъ выкладокъ, опирающихся на приведенное ниже предположеніе о свойствѣ теплоты, механическая теорія теплоты принимаетъ основную аксіому, что **теплота есть ничто иное какъ движеніе**. Это движеніе, по мнѣнію однихъ, совершается атомами, которые образуютъ безконечно малыя частицы тѣла, называемыя молекулами, по мнѣнію же другихъ атомами крайне разрѣженной матеріи, окружающей атомы физическихъ тѣлъ и носящей названіе эфира. О томъ, какого рода это движеніе, ничего определеннаго сказать нельзя, что впрочемъ и не важно для нашего дальнѣйшаго изслѣдованія. Для нашихъ цѣлей достаточно предположеніе, что сила движенія служить мѣрою для степени теплоты.

Вторымъ основнымъ положеніемъ механической теоріи теплоты является принципъ сохраненія энергіи. Подъ энергіей тѣла подразумѣваютъ его способность производить работу. Различаютъ кинетическую и потенциальную энергію. Кинетическая энергія имѣетъ свое начало въ скорости, съ которою двигается тѣло или его молекулы и можетъ проявиться, смотря по тому, является ли она результатомъ видимаго движенія тѣла или невидимаго движенія его молекулъ (что соответствуетъ теплотѣ тѣла) въ видѣ внѣшней или внутренней кинетической энергіи.

Потенциальная энергія имѣетъ свое начало въ томъ положеніи, которое молекулы тѣла занимаютъ относительно другъ друга или относительно молекулъ другихъ тѣлъ. Понятно, что энергія одного рода можетъ перейти въ энергію другого рода.

Если тѣло массы m движется съ видимою скоростью v, то его внѣшняя кинетическая энергія равна живой силѣ $\frac{mv^2}{2}$. Съ другой стороны, каждое тѣло при

определенной температурѣ обладаетъ вполне определенной внутренней кинетическою энергіею и только тогда, когда тѣло совершенно не обладало бы теплотою и слѣдовательно было бы абсолютно холоднымъ тѣломъ, эта энергія равнялась бы нулю. Но такъ какъ мы не имѣемъ возможности привести тѣло въ такое состояніе, то и нѣтъ возможности использовать всю внутреннюю энергію, заключающуюся въ какомъ либо тѣлѣ опре-

дѣленной температуры; мы можемъ только опредѣлить ея возрастаніе или уменьшеніе.

Потенціальную энергію обладаетъ всякій сжатый газъ, всякая натянутая пружина и т. д.; затраченная на сжатіе газа, на натяженіе пружины механическая работа становится свободною, какъ только давленіе на газъ, натяженіе пружины ослабѣваетъ. Эта энергія есть слѣдствіе расположенія молекулъ, которое въ напряженномъ состояніи тѣла другое, чѣмъ въ обыкновенномъ состояніи.

Совершенной потери энергіи, т. е. ея уничтоженія, никогда не можетъ случиться. Такъ называемыя потери въ нашихъ машинахъ, которые идутъ на треніе, удары и т. д., могутъ считаться потерями только по отношенію работы, которую имѣлось въ виду отъ машины получить, но никогда не могутъ считаться дѣйствительными потерями энергіи. Во всѣхъ таковыхъ случаяхъ потерянная въ упомянутомъ смыслѣ механическая работа всегда порождаетъ эквивалентное количество теплоты и энергія одного рода переходитъ въ энергію другого рода.

§ 2.

Измѣненіе состоянія тѣла при сообщеніи ему или при отнятіи у него теплоты. Внутренняя и внѣшняя работа.

Если тѣлу сообщить нѣкоторое количество теплоты, то она вообще повыситъ температуру и увеличитъ объемъ его и совершитъ троякаго рода работу. А именно теплота, повышая температуру,

1. должна усилить движеніе молекулъ, т. е. повысить внутреннюю кинетическую энергію;
2. должна, далѣе, увеличивая объемъ, вывести молекулы изъ ихъ взаимнаго положенія и преодолѣть силу, съ которою они стремятся сохранить это положеніе, и должна, слѣдовательно, повысить потенциальную энергію;
3. должна преодолѣть внѣшнее на него давленіе, увеличивая объемъ тѣла.

Если, положимъ, тѣлу сообщено безконечно малое количество теплоты dQ и если при этомъ

dW означаетъ безконечно малое приращеніе внутренней кинетической энергіи W ,

dJ означаетъ безконечно малое приращеніе потенциальной энергіи J ,

dL безконечно малую механическую работу, потребную для продолженія внѣшняго давленія при увеличеніи объема, то имѣемъ,

$$dQ = A(dW + dJ + dL) \dots 2^a$$

Сумму работъ ($dW + dJ$) называютъ также внутренней работою, полученною отъ соответствующаго количества теплоты, и обозначаютъ черезъ dU , между тѣмъ какъ dL принято называть внѣшнею работою. Поэтому

$$dQ = A(dU + dL) \dots 2^b$$

Это уравненіе называется **основнымъ уравненіемъ** механической теоріи теплоты.

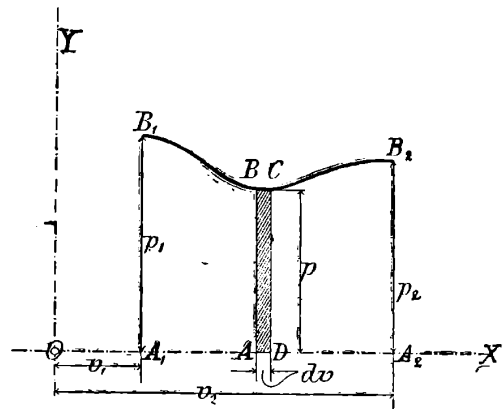
Нѣкоторыя величины, входящія въ уравненія 2^a и 2^b , могутъ быть равны нулю и могутъ быть отрицательными. Такъ, напримѣръ, отрицательное dQ означаетъ, что отъ тѣла отнимается теплота, отрицательное dW , что температура тѣла понижается, отрицательное dL , объемъ тѣла уменьшается. $dQ = 0$ означало-бы, что теплота тѣлу ни сообщается, ни отнимается, $dW = 0$ и $dL = 0$ означало бы, что температура и объемъ тѣла остались постоянными.

Состояніе тѣла можетъ считаться опредѣленнымъ, если даны его удѣльный объемъ v (т. е. объемъ 1 kg.

въ m^3), удѣльное давленіе p (т. е. давленіе въ kg, которое испытываетъ тѣло отъ окружающей его среды на 1 m^2 своей поверхности по нормали) и температура t . Опытъ же показываетъ, что для большинства тѣлъ эти величины находятся въ опредѣленной зависимости другъ отъ друга, такъ что если даны двѣ изъ нихъ, то этимъ опредѣляется и третья величина. Состояніе тѣла, слѣдовательно, опредѣляется уже, если даны, напримѣръ, удѣльный объемъ v и удѣльное давленіе p .

Если тѣлу сообщить или у тѣла отнять теплоту, то такого рода процессъ вызоветъ измѣненіе состоянія тѣла, и уравненіе, выражающее законъ, по которому измѣняются удѣльный объемъ, давленіе и температура тѣла, называется **характеристическимъ**. Если въ прямоугольной системѣ координатъ (фиг. 1 текста) откладывать по оси абсциссъ удѣльные

Фиг. 1.



объемы, соответствующіе разнымъ моментамъ при измѣненіи состоянія тѣла, напр. $v_1 = OA_1$, $v_2 = OA_2$, и т. д., и на соответствующихъ ординатахъ откладывать давленіе p , какъ напр. $p_1 = A_1B_1$, $p_2 = A_2B_2$ и т. д., то кривая линия, соединяющая точки B_1 , B_2 и т. д., графически изобразитъ законъ измѣненія состоянія тѣла.

Для насъ представляется важнымъ опредѣлить теперь при измѣненіи состоянія тѣла внутреннюю и внѣшнюю работу. Скопленная внутри тѣла энергія U во всякомъ случаѣ зависитъ отъ состоянія тѣла, и такъ какъ оно, какъ было выше упомянуто, характеризуется удѣльнымъ объемомъ и давленіемъ, то отъ величины двухъ переменныхъ (p , v). Поэтому U представляетъ функцію отъ p и v и, если мы обозначимъ эту неизвѣстную функцію черезъ F , то имѣемъ

$$U = F(p, v)$$

Съ другой стороны, изъ вышеприведеннаго слѣдуетъ, что полученная во время измѣненія состоянія тѣла **внутренняя работа** (увеличеніе или уменьшеніе U) вполне опредѣлена, какъ скоро даны начальное и конечное состояніе тѣла, т. е. даны удѣльные давленіе и объемъ для этихъ состояній.

Что же касается **внѣшней работы**, то она не можетъ считаться опредѣленною по начальному и конечному состоянію тѣла. Она будетъ опредѣлена тогда, когда кромѣ начального и конечнаго состоянія тѣла, опредѣляемыхъ удѣльными объемомъ и давленіемъ, данъ еще законъ, по которому эти величины измѣняются во время перехода тѣла изъ одного состоянія въ другое. Согласно принятымъ

выше обозначениям мы имѣемъ при сообщеніи тѣлу безконечно малаго количества теплоты

$$dL = p dv \dots\dots\dots 3^a$$

Это слѣдуетъ изъ того, что при сообщеніи тѣлу безконечно малаго количества теплоты, оно расширяется по всѣмъ направленіямъ безконечно мало. Каждый безконечно малый элементъ dO поверхности тѣла перемѣщаетъ поэтому нормальное къ нему удѣльное давленіе p (разсматриваемое какъ постоянное на всей поверхности) на величину dx , причемъ будетъ совершена механическая работа, равная внѣшней работѣ dL и

$$dL = \int p \cdot dO \cdot dx = p \int dO \cdot dx,$$

$$\text{но такъ какъ } \int dO \cdot dx = dv,$$

$$\text{то } dL = p dv.$$

Если же сообщено тѣлу конечное количество теплоты, то внѣшняя работа получится изъ равенства

$$L = \int p dv \dots\dots\dots 3^b$$

если интегрированіе будетъ распространено отъ начального до конечнаго состоянія тѣла. Но это интегрированіе возможно только тогда, когда дано уравненіе тѣла, связывающее p и v и показывающее законъ, по которому измѣняются p и v .

Внѣшняя работа при измѣненіи состоянія тѣла получается также посредствомъ квадратуры кривой, показывающей измѣненіе состоянія тѣла, т. е. чрезъ измѣреніе (фиг. 1 текста) площади A, B, B_2, A_2, A_1 .

Площадка $ABCD$ (фиг. 1 текста), находящаяся между двумя безконечно близкими ординатами AB и CD , которыя можно принять равными по величинѣ, равна $p dv$. Вся площадь $A_1 B_1 B_2 A_2 A_1$ равна суммѣ всѣхъ такихъ безконечно малыхъ площадей, т. е. равна $\int p dv$. Величина всей площади при одинаковыхъ прочихъ условіяхъ зависитъ отъ вида кривой между точками B и B_2 и, слѣдовательно, будетъ опредѣлена, когда будетъ извѣстенъ законъ, по которому измѣняется p въ зависимости отъ v .

§ 3.

Абсолютная температура. Удѣльная теплота.

Часто принято считать температуру тѣла отъ такъ называемаго **абсолютнаго нуля**, т. е. отъ такого состоянія тѣла, при которомъ скорость его молекулъ и ихъ внутренняя кинетическая энергія равны нулю. Эта температура называется **абсолютною температурою** тѣла. Абсолютный нуль, какъ будетъ показано послѣ, при изученіи газовъ, лежитъ на 273° ниже температуры таянія льда по 100° -градусному термометру. Слѣдовательно, абсолютная температура опредѣляется, когда извѣстна температура tC , по равенству

$$T = t + 273 \dots\dots\dots 4.$$

Теплоемкостью c тѣла называютъ количество теплоты, потребное для того, чтобы повысить температуру 1 kg этого тѣла на $1^\circ C$, а также отношеніе $c = \frac{dQ}{dT}$ сообщеннаго 1 kg тѣла безконечно малаго

количества теплоты dQ къ безконечно малому измѣненію температуры dT при безконечно маломъ измѣненіи тѣла. Такъ какъ удѣльная теплота зависитъ отъ состоянія тѣла и характера измѣненія этого состоянія, которое есть функція отъ p и v , то различаютъ

теплоемкость при постоянномъ давленіи c_p , когда $p = \text{пост.}$, $dp = 0$

$$c_p = \frac{dQ_p}{dT} \dots\dots\dots 5^a$$

и теплоемкость при постоянномъ объемѣ c_v , когда $v = \text{пост.}$, $dv = 0$

$$c_v = \frac{dQ_v}{dT} \dots\dots\dots 5^b$$

§ 4.

Измѣненія состоянія газовъ. Характеристическія уравненія газовъ.

Газъ можно разсматривать какъ сильно перемѣстимый паръ, весьма удаленный отъ остоянія насыщенія (см. § 6).

Пусть будетъ

p_1 удѣльное давленіе, v_1 удѣльный объемъ, T_1 абсолютная температура для какого-нибудь опредѣленнаго состоянія газа,

p_2, v_2, T_2 — соотвѣтствующія величины для другого состоянія газа.

Характеристическое уравненіе для газовъ будетъ

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2} = \text{пост.} = R$$

или, въ общемъ видѣ,

$$pv = RT$$

Постоянная величина R имѣетъ для различныхъ газовъ различное значеніе. Если, какъ и прежде, c_p и c_v означаютъ теплоемкость при постоянномъ давленіи и при постоянномъ объемѣ, то имѣемъ равенство

$$c_p - c_v = AR.$$

Характеристическое уравненіе (6) для газовъ, какъ будетъ показано впоследствии, есть результатъ соединенія установленныхъ на основаніи опытовъ законовъ Гей-Люссака и Мариотта.

Далѣе принимаютъ, что въ газахъ не существуетъ уже никакого взаимодѣйствія между частицами и что, вслѣдствіе этого, приращеніе потенциальной энергіи во время измѣненія состоянія тѣла равно нулю. Въ уравненіи 2^a поэтому $dJ = 0$ и въ уравненіи 2^b $dU = dW$, что значитъ, что сообщенная газу теплота идетъ только на повышеніе внутренней кинетической энергіи, а значитъ и температуры, и на совершеніе внѣшней работы.

Теплоемкости c_p и c_v , изъ которыхъ первая повышаетъ температуру 1 kg газа на 1° при постоянномъ давленіи, вторая при постоянномъ объемѣ, c_v служитъ отчасти для повышенія температуры, отчасти для совершенія внѣшней работы, а c_v только для повышенія температуры, такъ какъ при постоянномъ объемѣ внѣшняя работа равна нулю. Слѣдовательно, для 1 kg газа будетъ

$$c_p = c_v + AL.$$

Если теперь состояніе тѣла, характеризующееся величинами p, v, T , измѣнимъ такъ, чтобы давленіе не мѣнялось, а измѣнялся лишь объемъ v въ v_2 и температура T въ температуру $T_1 + 1$, то получимъ работу, совершенную 1 kg газа при постоянномъ давленіи и при повышеніи его температуры на 1° , а именно изъ равенствъ

$$p_1 v_1 = RT_1 \text{ и } p_1 v_2 = R(T_1 + 1),$$

$$L = p_1 (v_2 - v_1) = R.$$

Подставивъ это значеніе для L въ вышеприведенное равенство для c_p будетъ

$$c_p = c_v + AR \text{ или } c_p - c_v = AR.$$

Количество теплоты, которое нужно сообщить 1 kg при безконечно маломъ измѣненіи состоянія тѣла, будетъ

$$dQ = \frac{1}{R} (c_p p dv + c_v v dp) \dots\dots\dots 7$$

Въ уравненіи 2^b

$$dQ = A(dU + dL)$$

$A dU$ — есть то количество теплоты, которое идетъ на измѣненіе температуры газа. При постоянномъ объемѣ внѣшняя работа равна нулю и поэтому вся сообщенная теплота идетъ на повышеніе температуры. Уравненіе 5^b принимаетъ поэтому видъ

$$dQ_v = A dU = c_v dT \text{ или } dU = \frac{c_v}{A} dT.$$

dT определяется из уравнения 6, именно из $p dv + v dp = R dT$ будет

$$dT = \frac{1}{R} (p dv + v dp),$$

следовательно

$$dU = \frac{c_v}{AR} (p dv + v dp).$$

Наконец $dL = p dv$.

Если подставить эти значения в уравнение 2^b, то получим

$$dQ = \frac{c_v}{R} (p dv + v dp) + A p dv,$$

принимая же во внимание, что из

$$c_p - c_v = AR, A = \frac{1}{R} (c_p - c_v),$$

получим уравнение 7.

Из всех изменений состояния тела, характеризующегося, в начальном состоянии, величинами p_1, v_1, T_1 и в конечном — величинами p_2, v_2, T_2 , важнейшие суть следующие:

Изменение состояния тела при постоянном давлении. Для этого случая $p = p_1 = p_2 = \text{пост.}$ и характеристическое уравнение 6 будет

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} \text{ или в общем виде}$$

$$v = \text{пост. } T^{\frac{1}{\gamma}} \dots \dots \dots 8$$

т. е. при постоянном давлении объемы прямо пропорциональны абсолютным температурам.

Это закон Гей-Люссака.

При $v = 0$ по этому закону и $T = 0$, а так как $T = t + 273^\circ$, то $t = -273^\circ \text{ C.}$ Если предположить, что закон Гей-Люссака справедлив и для газов при температур $t = -273^\circ$, то его объем и внутренняя кинетическая энергия при этой температур равны нулю.

Кривая изменения состояния тела будет прямой линией, параллельной оси абсцисс и отстоящая от нее на расстоянии, равном постоянному давлению. Вышняя работа при этом будет

$$L = p (v_2 - v_1).$$

Изменение состояния тела при постоянной температур (изотермическое изменение). В этом случае $T_1 = T_2 = T = \text{пост.}$ и характеристическое уравнение примет вид

$$p_1 v_1 = p_2 v_2, \text{ в общем виде } pv = \text{пост.} \dots \dots 9$$

Это равенство выражает закон Мариотта, по которому при постоянной температур произведение из давления на объем есть постоянная величина.

Если изменить состояние тела сперва при постоянном давлении, потом при постоянной температур и если (p_1, v_1, T_1) , (p_1, v_2, T_2) и (p_2, v_2, T_2) суть величины, характеризующие эти изменения в начальном и конечном состояниях, то первое изменение пойдет по закону Гей-Люссака, следовательно по равенству 8

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} \text{ или } v_2 = \frac{T_2}{T_1} v_1,$$

второе — по закону Мариотта, т. е. по уравнению 9

$$p_1 v_2 = p_2 v_2,$$

или, подставляя значение v_2 из предыдущего равенства, будет

$$p_1 \frac{T_2}{T_1} v_1 = p_2 v_2$$

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2}$$

это и есть общее характеристическое уравнение для газов.

¹⁾ Из $pv = RT$, $v = \frac{R}{p} T = \text{пост. } T$.

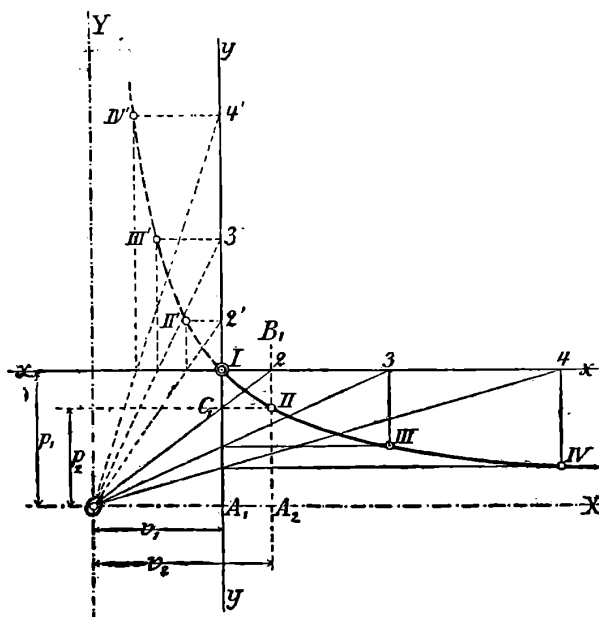
Кривая разматриваемого изменения состояния тела (изотерма) есть равнобочная гиперболы, имеющая координатные оси своими асимптотами. Для вычерчивания этой кривой могут быть применены следующие приемы:

1 прием.

Пусть точка I (фиг. 2 текста) соответствует давлению p_1 и объему v_1 газа. Чтобы построить изотермическую кривую, проходящую через эту точку, проводят проходящую через нее горизонталь $x-x$ и вертикаль $y-y$ и через точки пересечения произвольных лучей $O2, O3, O4 \dots$ с этими прямыми проводят опять горизонтальные и вертикальные прямые. Точки пересечения II, III, IV $\dots$ и будут точками изотермы.

Если выбрать лучи $O2, O3, O4 \dots$ так, что они пересекут прямую $y-y$ ниже, а прямую $x-x$ правее точки I, то получим изотермическую кривую расширения газа I IV (объем увеличивается, начиная с v_1 , давление уменьшается с p_1). Лучи же $O2', O3', O4' \dots$, которые пересекают прямую $y-y$ выше, а прямую $x-x$ левее точки I, дают изотермическую кривую сжатия газа (объем v уменьшается, давление p увеличивается, начиная от точки I).

Фиг. 2.



Вѣрность такого приема следует из того, что из фиг. 2 напр.

$$\frac{OA_1}{OA_2} = \frac{A_1 C_1}{A_2 C_2} \text{ или } \frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1} \text{ или } v_1 p_1 = v_2 p_2.$$

2 прием ¹⁾.

Проводят через точку I (фиг. 3 текста) прямые $2A_2, 3A_3 \dots$ и откладывают от $A_2 - A_2 II = 2I$, от $A_3 - A_3 III = 3I \dots$ Точки II, III $\dots$ будут точками изотермической кривой расширения. Для изотермической кривой сжатия имеем соответственно $I2' = A_2' II' \dots$ и точка II' будет принадлежать этой кривой.

Упомянутые линии через точку I можно не проводить. Достаточно приложить к точкам I треугольник, поворачивая его постепенно, и точки II, III $\dots$ и II' $\dots$ наносить циркулем.

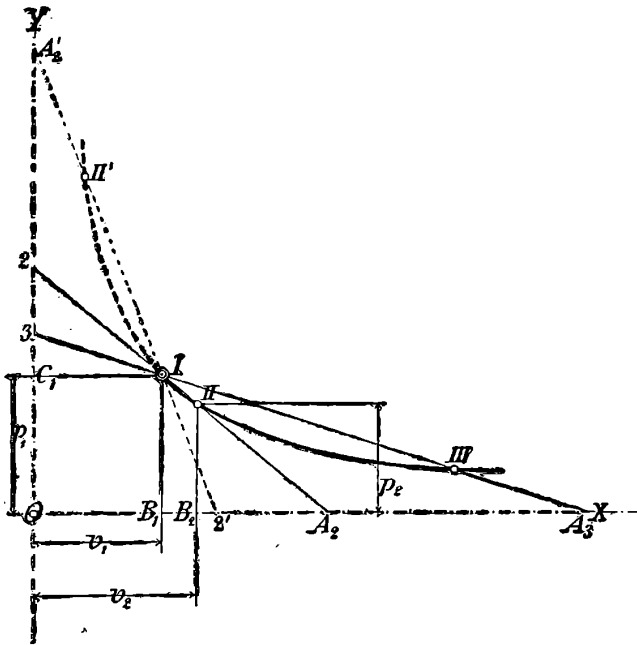
Этот прием основывается на том, что напр.

$$\frac{A_2 B_2}{A_2 B_1} = \frac{II B_2}{IB_1},$$

¹⁾ Согласно с Dr. R. Proell.

но такъ какъ $\overline{A_2 B_2} = \overline{I C_1} = v_1$, $\overline{A_2 B_1} = \overline{O B_2} = v_2$,
то $\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1}$, $v_1 p_1 = v_2 p_2$.

Фиг. 3.



Внѣшняя работа для этого случая будетъ

$$L = \frac{Q}{A} = p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} = p_2 v_2 \lg \frac{v_2}{v_1} \dots \dots \dots 10$$

Въ данномъ случаѣ $L = \int_{v_1}^{v_2} p dv$, или такъ какъ изъ

$$\text{равенства 6}^* \quad p = \frac{RT}{v},$$

$$\text{то} \quad L = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} dv = RT \lg \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} \text{ и т. д.}$$

При расширеніи газа ($v_2 > v_1$) L будетъ положительная величина, т. е. газъ совершаетъ внѣшнюю работу подѣ влияніемъ сообщеннаго ему эквивалентнаго количества теплоты. При сжатіи ($v_2 < v_1$) L будетъ отрицательная величина, т. е. на сжатіе газа затрачивается внѣшняя работа, причемъ отъ него отнимается соотвѣтствующее количество теплоты.

Измѣненіе состоянія тѣла безъ отдачи имъ и безъ сообщенія ему теплоты (адиабатическое измѣненіе). Для этого случая $Q = 0$ и характеристическое уравненіе 6 будетъ

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n \text{ или въ общемъ видѣ}$$

$$p v^n = \text{пост.} \dots \dots \dots 11$$

причемъ $n = \frac{c_p}{c_v}$. Это равенство выражаетъ законъ Пуассона, по которому давленія обратно пропорціональны n -ой степени объемовъ.

Такъ какъ для данного случая $dQ = 0$, то уравненіе 7 приметъ видъ

$$dQ = \frac{1}{R} (c_p p dv + c_v v dp) = 0,$$

откуда

$$\frac{dp}{p} = - \frac{c_p}{c_v} \frac{dv}{v}.$$

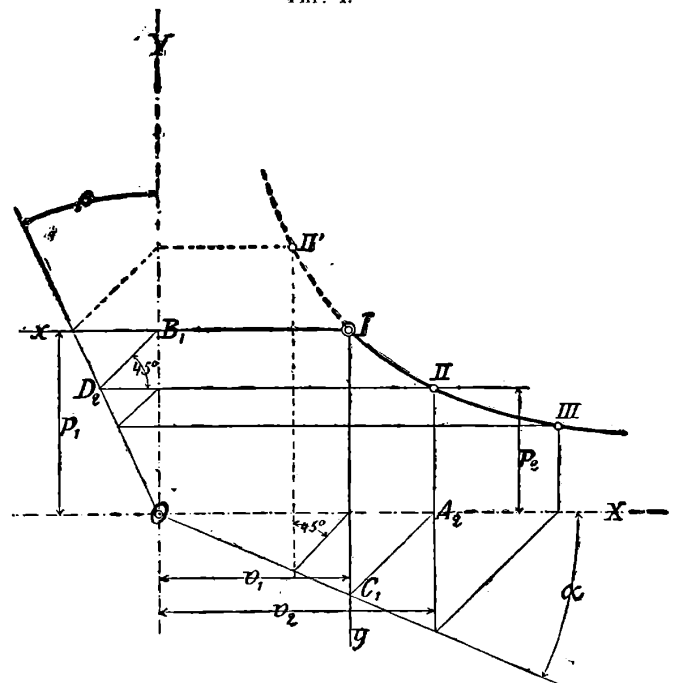
Интегрируя въ предѣлахъ v_2 и v_1 будетъ

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = - \frac{c_p}{c_v} \ln \frac{v_2}{v_1} = - n \ln \frac{v_2}{v_1} \text{ и}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n \text{ или } p_1 v_1^n = p_2 v_2^n.$$

Кривая измѣненія состоянія (адиабата) есть кривая, подобная равносторонней гиперболѣ и имѣетъ также координатныя оси своими асимптотами, но приближается быстрѣе къ оси абсциссъ. Это значитъ, что въ случаѣ адиабатическаго измѣненія, давленіе при расширеніи быстрѣе уменьшается, а при сжатіи быстрѣе увеличивается, чѣмъ при соотвѣтствующемъ изотермическомъ измѣненіи, что впрочемъ видно и изъ уравненій 9 и 11. Въ первомъ уравненіи показатель при v равенъ 1, во второмъ — равенъ n причемъ $n > 1$ для газовъ. Для вычерчиванія адиабаты можно примѣнить слѣдующій приемъ Брауэра (Brauer) ¹⁾.

Фиг. 4.



Пусть на фиг. 4 текста точкѣ I соотвѣтствуетъ объемъ v_1 и давленіе p_1 . Черезъ вершину O координатныхъ осей проводятъ двѣ прямыя, составляющія одна съ осью X уголъ α , другая съ осью Y уголъ β , причемъ α и β опредѣлены изъ равенствъ

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{\epsilon} - 1 \text{ и } \operatorname{tg} \beta = \frac{1}{\epsilon^n} - 1, \text{ гдѣ}$$

$\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$ есть отношеніе двухъ прямыхъ, выражающихъ въ координатныхъ осяхъ величины объемовъ v_1 и v_2 . Черезъ точку I проводятъ горизонталь Ix и вертикаль Iy , а черезъ полученныя точки пересѣченія этихъ линий съ координатными осями B_1 и C_1 подѣ угломъ въ 45° къ нимъ прямыя $B_1 D_1$ и $C_1 A_2$. Черезъ точки пересѣченія этихъ прямыхъ D_1 и A_2 съ координатными осями проводятъ горизонталь и вертикаль, точка пересѣченія которыхъ II будетъ принадлежать адиабатѣ. Дальше тотъ же приемъ примѣняется къ точкѣ II. Если отъ точки I примѣнить приемъ въ обратномъ порядкѣ, то получимъ точку II' кривой.

¹⁾ Zeitschrift deutscher Ingenieure, Jahrgang 1885.

Внешняя работа будетъ

$$L = \frac{c_v}{A} (T_1 - T_2) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] \quad (12)$$

$$= \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]$$

При расширеніи ($v_2 > v_1$) L будетъ положительною величиною, значитъ внешняя работа будетъ совершена газомъ на счетъ запаса его внутренней энергіи, такъ какъ согласно условію газу теплота не сообщается. При сжатіи ($v_2 < v_1$) L будетъ отрицательною величиною, значитъ должно затратить внешнюю работу, которая пойдетъ на увеличеніе внутренней энергіи газа, ибо по условію теплота не отнимается. И въ томъ, и въ другомъ случаѣ внешняя работа L будетъ равна совершенной при измѣненіи состояніи тѣла внутренней работы, а такъ какъ послѣдняя проявляется въ данномъ случаѣ только въ измѣненіи температуры газа, то

$$L = \frac{c_v}{A} (T_1 - T_2) = \frac{c_v}{A} T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$$

Изъ равенства $c_p - c_v = AR$ или

$$c_v \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) = c_v (n - 1) = AR \text{ имѣемъ}$$

$$\frac{c_v}{A} = \frac{R}{n-1},$$

а изъ уравненія 6 имѣемъ

$$T_2 = \frac{p_2 v_2}{R}, \quad T_1 = \frac{p_1 v_1}{R} \quad \text{и} \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1};$$

дальѣ имѣемъ

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n, \quad \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}}; \text{ и}$$

$$T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{p_1 v_1}{R} \left[1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} \right] = \frac{p_1 v_1}{R} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right]$$

$$= \frac{p_1 v_1}{R} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right].$$

Подставляя эти значенія $\left(\frac{c_v}{A} \right)$ и $T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$ въ уравненіи для L получимъ уравненіе 12.

§ 5.

Обратимые круговые процессы.

Пусть мы имѣемъ 1 kg газа, находящійся въ цилиндрическомъ сосудѣ съ подвижнымъ, плотно прилегающимъ поршнемъ, и пусть будетъ его давленіе p_1 и объемъ v_1 , которые служатъ ординатами для точки I на фиг. 5 текста, при абсолютной температурѣ T_1 . Вообразимъ, что газъ подвергнутъ слѣдующимъ измѣненіямъ:

1. Газъ расширяется при постоянной температурѣ T_1 по изотермѣ I II, до тѣхъ поръ пока давленіе станетъ p_2 и объемъ v_2 . Вообразимъ еще, что нашъ цилиндрический сосудъ плотно окружаетъ тѣло A_1 , обладающее настолько значительнымъ запасомъ теплоты, что отнятое у него количество теплоты Q_1 , потребное для упомянутаго расширенія, не вызоветъ пониженія его температуры T_1 . Совершенная во время этого расширенія внешняя работа пропорціональна площади 1 I II 2 и равна по уравненію 10

$$L_1 = \frac{Q_1}{A} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1},$$

а такъ какъ $p_1 v_1 = RT_1$, то

$$Q_1 = ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

2. Газъ расширяется дальѣ по адиабатѣ II III (не получая и не отдавая теплоты), и въ концѣ расширенія давленіе, объемъ и температура будутъ p_3 , v_3 , T_2 , причѣмъ температура T_1 понизилась до T_2 . Совершенная при этомъ расширеніи внешняя работа

пропорціональна площади 2 III 3 и получится изъ уравненія 12

$$L_2 = \frac{c_v}{A} (T_1 - T_2)$$

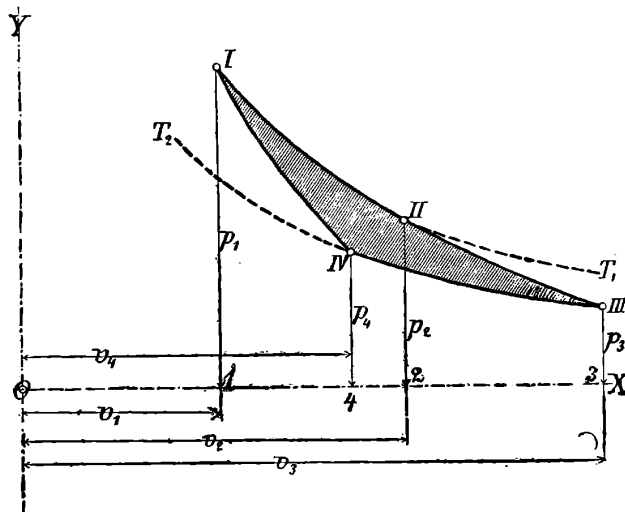
3. Дальѣ газъ сжимается при постоянной температурѣ T_2 по изотермѣ III IV, причѣмъ затрачивается внешняя работа L_3 и отъ газа отнимается соотвѣтствующее количество теплоты Q_2 . Въ концѣ сжатія давленіе и объемъ будутъ p_4 и v_4 . Площадь 3 III IV 4 соотвѣтствуетъ затраченной работѣ, которая опредѣляется изъ уравненія 10

$$L_3 = \frac{Q_2}{A} = p_3 v_3 \ln \frac{v_3}{v_4},$$

а такъ какъ $p_3 v_3 = RT_2$, то

$$Q_2 = ART_2 \ln \frac{v_3}{v_4}.$$

Фиг. 5.



Можно себѣ опять представить, что газъ сообщенъ съ источникомъ теплоты A_2 , у котораго запасъ теплоты на столько значителенъ, что при отнятіи отъ газа количества теплоты Q_2 не произойдетъ повышенія его температуры T_2 .

4. Наконецъ газъ приводится въ первоначальное состояніе $p_1 v_1 T_1$, сжимаясь по адиабатѣ IV I, причѣмъ температура его повышается изъ T_2 въ T_1 . При этомъ будетъ затрачена внешняя работа L_4 , пропорціональная площади 4 IV I 1 и опредѣляющаяся изъ уравненія 12

$$L_4 = \frac{c_v}{A} (T_1 - T_2)$$

Такой процессъ, при которомъ тѣло послѣ нѣлаго ряда измѣненій возвращается къ первоначальному состоянію, называется **круговымъ** процессомъ. Если такой процессъ состоитъ какъ въ предыдущемъ случаѣ изъ двухъ изотермическихъ и двухъ адиабатическихъ измѣненій, то онъ носитъ названіе цикла Карно. Если круговой процессъ можетъ быть совершенъ тѣломъ также и въ обратномъ направленіи, то онъ называется **обратимымъ**.

Условіемъ обратимости процесса служить то, чтобы давленіе, производимое тѣломъ при совершеніи кругового процесса, въ каждое данное мгновеніе равнялось или, точнѣе, безконечно мало отличалось отъ внешнего (тѣло проходитъ черезъ рядъ равновѣсныхъ положеній).

Газъ, совершающій вышеприведенный круговой процессъ, получилъ отъ тѣла A количество теплоты Q_1 и отдалъ тѣлу B количество теплоты Q_2 . Коли-

чество теплоты $Q_1 - Q_2$ совершило внешнюю работу $L = L_1 - L_2$), которая по-прежнему должна быть пропорциональна площади фигуры, изображающей процесс, т. е. площади I II III IV. Для цикла Карно имеем равенство

$$Q_1 - Q_2 = AL = AR \left(T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4} \right)$$

Из уравнений 11 и 9 имеем для адиабаты II III: $p_2 v_2^n = p_3 v_3^n$.

„ изотермы I II: $p_2 v_2 = p_1 v_1$ или $p_2 = p_1 \frac{v_1}{v_2}$,

„ „ III IV: $p_3 v_3 = p_4 v_4$ или $p_3 = p_4 \frac{v_4}{v_3}$,

следовательно

$$p_1 \frac{v_1}{v_2} v_2^n = p_4 \frac{v_4}{v_3} v_3^n$$

$$\text{или} \quad \frac{p_1}{p_4} = \frac{v_4}{v_3} \frac{v_2}{v_1} \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^n.$$

Далее для адиабаты IV I: $p_1 v_1^n = p_4 v_4^n$ или

$$\frac{p_1}{p_4} = \left(\frac{v_4}{v_1} \right)^n$$

Отсюда получим, что

$$\frac{v_4}{v_3} \frac{v_2}{v_1} \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^n = \left(\frac{v_4}{v_1} \right)^n \quad \text{или} \quad \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^{n-1} = \left(\frac{v_4}{v_1} \right)^{n-1}$$

или

$$\frac{v_3}{v_4} = \frac{v_2}{v_1}$$

Это равенство совместно с равенством для $Q_1 - Q_2$ дает

$$Q_1 - Q_2 = AR \ln \frac{v_2}{v_1} (T_1 - T_2) \quad \text{или}$$

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad \dots \dots \dots 13^a$$

Если согласимся считать положительным то количество теплоты Q_1 , которое телу сообщено и отрицательным то количество теплоты Q_2 , которое у тела отнято, то уравнение 12 будет

$$\frac{Q_1}{T_1} = - \frac{Q_2}{T_2} \quad \text{или}$$

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad \dots \dots \dots 13^b$$

Отношение $\frac{Q}{T}$ Пейнеръ называет тепловым весомъ (Wärmegewicht)³⁾. Следовательно въ круговомъ процессѣ (циклѣ) Карно полученный и отданный тепловые веса равны, или сумма всехъ полученных тепловыхъ весовъ въ разсматриваемомъ круговомъ процессѣ равна нулю.

Этотъ законъ справедливъ также для всякаго другого кругового процесса⁴⁾. Слѣдуетъ себѣ только представить, что такой процессъ напр., который изображенъ на фиг. 6 въ текстѣ кривою I II III IV, разбитъ на безконечно большое число цикловъ Карно, въ которыхъ адиабаты расположены безконечно близко другъ къ другу. Если въ первомъ изъ этого безконечно большого числа круговыхъ процессовъ для изотермическихъ кривыхъ температуры будутъ T_1 и T_2 , для втораго такковыя будутъ T_2 и T_3 и т. д., то по уравненію 13 имѣемъ

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0, \quad \frac{Q_3}{T_3} + \frac{Q_4}{T_4} = 0 \quad \text{и т. д.}$$

³⁾ Работа L_3 и L_4 , равныя между собою, сокращаются, такъ какъ одна газомъ отдается, другая имъ поглощается.

⁴⁾ На основаніи равенствъ $Q_1 = ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$ и

$$Q_2 = ART_2 \ln \frac{v_3}{v_4}$$

Прим. ред.

⁵⁾ Это удобное названіе мы здѣсь примемъ. Прим. ред.

⁶⁾ Обратимого.

Прим. ред.

и при суммированіи всехъ этихъ равенствъ

$$\int \frac{Q}{T} = 0 \quad \dots \dots \dots 14$$

что подтверждаетъ вышеприведенный законъ. По-нятно, что не только газъ, но и всякое другое тѣло можетъ совершать круговой процессъ, причемъ уравненіе 14 остается въ силѣ.

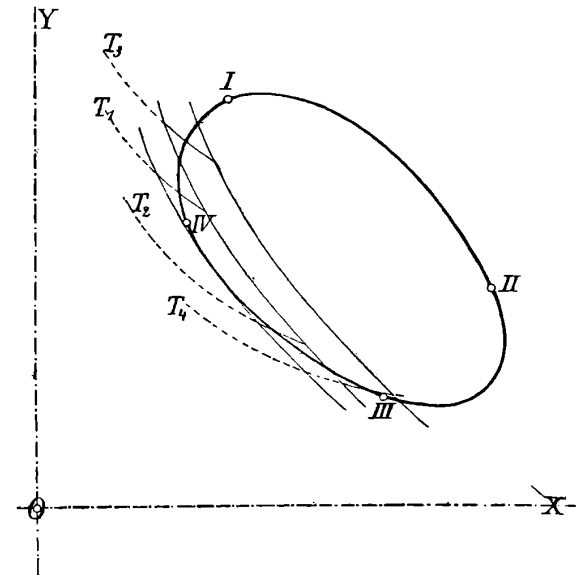
Затраченная въ циклѣ Карно внешняя работа будетъ

$$AL = Q_1 - Q_2 \quad \text{или} \quad L = \frac{Q_1 - Q_2}{A}$$

что даетъ вмѣстѣ съ уравненіемъ 13^a

$$L = \frac{Q_1 - Q_2}{A} = \frac{Q_1}{AT_1} (T_1 - T_2) \quad \dots \dots \dots 15$$

Фиг. 6.



Для безконечно большого числа цикловъ Карно въ круговомъ процессѣ, изображенномъ на фиг. 6 текста, внешнія работы будутъ соответственно

$$L_1 = \frac{Q_1}{AT_1} (T_1 - T_2), \quad L_2 = \frac{Q_3}{AT_3} (T_3 - T_4) \quad \text{и т. д.}$$

Еслибы во всехъ этихъ циклахъ наивысшая температура была равна T_1 а низшая температура — T_2 , то очевидно, что совершенная во всемъ круговомъ процессѣ внешняя работа $L = L_1 + L_2 + \dots$ была бы наибольшею и слѣдовательно затраченная теплота $(Q_1 - Q_2) + (Q_3 - Q_4) + \dots$ была бы наилучшимъ образомъ использована, причемъ во всехъ значеніяхъ для $L_1, L_2, \dots$ вездѣ въ скобкахъ стояла бы величина $(T_1 - T_2)$. Но при этихъ условіяхъ произвольный круговой процессъ сдѣлался бы цикломъ Карно, совершающимся между температурами T_1 и T_2 . Отсюда мы заключаемъ, что

Изъ всехъ круговыхъ процессовъ, совершаемыхъ между двумя определенными температурами, циклъ Карно даетъ наибольшій коэффициентъ полезнаго дѣйствія, т. е. израсходованнымъ количествомъ теплоты $Q_1 - Q_2$ совершена наибольшая внешняя работа.

Чтобы съ другой стороны круговой процессъ совершался при наивыгоднѣйшихъ условіяхъ, необходимо, чтобы вся получаемая тѣломъ теплота подводилась при наивысшей, а вся отнимаемая теплота удалялась при самой низкой температурѣ.

§ 6.

Водяной паръ.

Вода можетъ быть превращена въ паръ или посредствомъ нагреванія или чрезъ уменьшеніе давленія. Но образованіе пара всегда наступаетъ только тогда, когда, при опредѣленной температурѣ воды, давленіе на ея поверхность имѣетъ вполнѣ опредѣленную величину. Образующійся паръ, температура и давленіе котораго равны температурѣ воды и давленію, при которомъ паръ образуется, имѣетъ поэтому при опредѣленной температурѣ и вполнѣ опредѣленное давленіе ¹⁾, кромѣ того онъ имѣетъ вполнѣ опредѣленную плотность (вѣсъ 1 см³ пара въ кг). Такой паръ называютъ насыщеннымъ паромъ.

Какъ измѣняется одновременно температура, давленіе и плотность насыщеннаго пара лучше всего видно, если испарять воду въ закрытомъ сосудѣ, напр. въ паровомъ котлѣ. При непрерывномъ подогреваніи температура пара и воды повышается непрерывно. Одновременно увеличивается — хотя и не въ одинаковой степени — давленіе и плотность пара, а также и давленіе на поверхность воды, потому что новый паръ, образу-

ющійся при малѣйшемъ повышеніи температуры сильно сжимается уже имѣющійся паръ.

Если же насыщенный водяной паръ охлаждать въ закрытомъ сосудѣ, то соответствующее количество пара ступится въ воду и одновременно понизится температура, давленіе и плотность его. Такъ какъ оказывается невозможнымъ увеличить давленіе и плотность насыщеннаго пара опредѣленной температуры безъ повышения послѣдней, то его также опредѣляютъ какъ паръ, давленіе или плотность котораго имѣютъ наибольшую величину при данной температурѣ; для данныхъ же давленія или плотности температура имѣетъ наименьшую величину.

Давленіе и плотность ¹⁾ насыщеннаго водяного пара есть, слѣдовательно, функція только отъ температуры, между тѣмъ какъ въ газахъ давленіе зависитъ кромѣ температуры еще отъ удѣльнаго объема. До сихъ поръ еще не существуетъ закона, который выражалъ бы соотношеніе между температурой и давленіемъ (или плотностью) насыщеннаго пара. Поэтому эти величины связываются эмпирическими формулами, по которымъ и составлена таблица, помѣщенная ниже.

Насыщенный паръ при давленіи $p = 5 \text{ Атм}$ (кг на см²) имѣетъ согласно этой таблицѣ температуру 150,99°С и плотность 2,6412 кг.

¹⁾ А слѣдовательно и опредѣленный удѣльный объемъ (пространство занимаемое 1 кг пара въ куб. метр.).

¹⁾ А также удѣльный объемъ.

Таблица для насыщеннаго пара по Флигнеру (Fliegner).

Давленіе пара. кг на см ² p	Высота ртутнаго столба въ мм. h	Температура въ °С t	Теплота жидкости въ WE q	Внутренняя. Внешняя.		Разность между удѣлн. объем. пара v и воды w на 1 кг въ м ³ $v - w$	Вѣсъ 1 см ³ пара въ кг $\gamma = \frac{1}{v}$
				Теплота парообразованія въ WE r	Теплота парообразованія въ WE Ap		
0.1	73.6	45.58	45.649	539.634	35.119	15.0309	0.0665
0.2	147.1	59.76	59.890	528.347	36.488	7.8084	0.1281
0.4	294.2	75.47	75.710	515.808	37.999	4.0659	0.2459
0.6	441.3	85.48	85.818	507.826	38.929	2.7769	0.3600
0.8	588.4	93.00	93.427	501.847	39.592	2.1182	0.4719
1.0	735.5	99.09	99.576	497.048	40.098	1.7162	0.5823
1.2	882.6	104.24	104.792	492.934	40.566	1.4469	0.6907
1.4	1029.7	108.72	109.339	489.378	40.942	1.2517	0.7983
1.6	1176.8	112.70	113.382	486.221	41.270	1.1040	0.9050
1.8	1323.9	116.29	117.032	483.375	41.561	0.9882	1.0109
2.0	1471.0	119.57	120.369	480.776	41.824	0.8950	1.1161
2.1	1544.6	121.11	121.935	479.557	41.946	0.8549	1.1684
2.2	1618.1	122.59	123.443	478.385	42.062	0.8183	1.2206
2.3	1691.7	124.02	124.997	477.254	42.174	0.7848	1.2726
2.4	1765.2	125.39	126.301	476.163	42.281	0.7540	1.3245
2.5	1838.8	126.73	127.658	475.109	42.384	0.7256	1.3763
2.6	1912.3	128.02	128.972	474.090	42.483	0.6993	1.4280
2.7	1985.9	129.26	130.246	473.101	42.579	0.6750	1.4793
2.8	2059.4	130.48	131.483	472.141	42.671	0.6523	1.5307
2.9	2133.0	131.65	132.684	471.210	42.760	0.6311	1.5820
3.0	2206.5	132.80	133.853	470.304	42.846	0.6113	1.6332
3.1	2280.1	133.91	134.992	469.422	42.929	0.5927	1.6843
3.2	2353.6	135.00	136.102	468.563	43.010	0.5753	1.7352
3.3	2427.2	136.06	137.183	467.726	43.088	0.5588	1.7864
3.4	2500.7	137.09	138.239	466.908	43.165	0.5434	1.8369
3.5	2574.3	138.10	139.271	466.111	43.238	0.5287	1.8879
3.6	2647.8	139.08	140.279	465.331	43.311	0.5149	1.9384
3.7	2721.4	140.05	141.265	464.569	43.381	0.5018	1.9889
3.8	2794.9	140.99	142.230	463.824	43.449	0.4894	2.0392
3.9	2868.5	141.92	143.175	463.093	43.516	0.4776	2.0894
4.0	2942.0	142.82	144.102	462.377	43.581	0.4663	2.1400
4.1	3015.6	143.71	145.010	461.677	43.644	0.4556	2.1901
4.2	3089.1	144.58	145.901	460.989	43.706	0.4454	2.2402
4.3	3162.7	145.43	146.775	460.315	43.766	0.4356	2.2904
4.4	3236.2	146.27	147.633	459.653	43.825	0.4263	2.3408
4.5	3309.8	147.09	148.475	459.004	43.883	0.4174	2.3901
4.6	3383.3	147.90	149.303	458.365	43.940	0.4088	2.4402
4.7	3456.9	148.69	150.117	457.738	43.995	0.4006	2.4900
4.8	3530.4	149.47	150.918	457.121	44.049	0.3928	2.5394
4.9	3604.0	150.24	151.705	456.514	44.103	0.3852	2.5893
5.0	3677.6	150.99	152.480	455.917	44.155	0.3780	2.6412
5.1	3751.1	151.73	153.242	455.331	44.206	0.3710	2.6882
5.2	3824.7	152.47	153.993	454.753	44.256	0.3643	2.7375
5.3	3898.2	153.19	154.733	454.183	44.305	0.3578	2.7871
5.4	3971.8	153.90	155.462	453.623	44.353	0.3515	2.8369
5.5	4045.3	154.59	156.180	453.071	44.400	0.3455	2.8860
5.6	4118.9	155.28	156.888	452.526	44.447	0.3397	2.9351
5.7	4192.4	155.96	157.586	451.989	44.493	0.3341	2.9842
5.8	4266.0	156.63	158.274	451.460	44.538	0.3287	3.0331
5.9	4339.5	157.29	158.951	450.938	44.582	0.3234	3.0826
6.0	4413.1	157.94	159.625	450.423	44.625	0.3183	3.1319
6.1	4486.6	158.59	160.287	449.914	44.668	0.3134	3.1807
6.2	4560.2	159.22	160.940	449.413	44.710	0.3086	3.2300
6.3	4633.8	159.85	161.585	448.918	44.751	0.3040	3.2787
6.4	4707.3	160.47	162.222	448.428	44.792	0.2995	3.3278
6.5	4780.8	161.08	162.852	447.945	44.832	0.2952	3.3761
6.6	4854.4	161.68	163.474	447.468	44.871	0.2910	3.4247
6.7	4927.9	162.28	164.088	446.997	44.910	0.2869	3.4734
6.8	5001.5	162.87	164.696	446.530	44.949	0.2829	3.5224
6.9	5075.0	163.45	165.296	446.070	44.987	0.2790	3.5714
7.0	5148.6	164.03	165.890	445.615	45.024	0.2753	3.6193
7.25	5332.4	165.44	167.347	444.498	45.115	0.2663	3.7411
7.50	5516.3	166.82	168.764	443.413	45.202	0.2580	3.8610
7.75	5700.2	168.15	170.146	442.354	45.287	0.2501	3.9825
8.0	5884.1	169.46	171.493	441.323	45.369	0.2427	4.1034
8.25	6068.0	170.73	172.808	440.316	45.449	0.2358	4.2230
8.50	6251.8	171.98	174.093	439.334	45.526	0.2292	4.3440
8.75	6435.7	173.19	175.349	438.373	45.601	0.2231	4.4623
9.0	6619.6	174.38	176.578	437.434	45.674	0.2172	4.5830
9.25	6803.5	175.54	177.780	436.515	45.745	0.2117	4.7015
9.50	6987.4	176.68	178.958	435.616	45.813	0.2064	4.8216
9.75	7171.2	177.79	180.111	434.735	45.881	0.2014	4.9407
10.0	7355.1	178.89	181.243	433.871	45.946	0.1966	5.0607
10.25	7539.0	179.96	182.353	433.024	46.010	0.1921	5.1787
10.50	7722.9	181.01	183.442	432.193	46.072	0.1878	5.2966
11.0	8090.6	183.05	185.563	430.576	46.192	0.1797	5.5340
12.0	8826.1	186.94	189.594	427.506	46.415	0.1655	6.0060
13.0	9561.6	190.57	193.376	424.629	46.620	0.1585	6.4725
14.0	10297.1	194.00	196.944	421.916	46.810	0.1491	6.9396
15.0	11032.7	197.24	200.324	419.349	46.986	0.1341	7.4016

Въ этой таблицѣ приняты слѣдующія обозначенія:

λ — **полная теплота испаренія** есть то количество теплоты въ единицахъ теплоты, которое необходимо для того, чтобы 1 kg воды при 0° C превратилъ въ насыщенный паръ при t^0 C.

Если себѣ представить, что это превращеніе происходитъ такимъ образомъ, что сперва нагрѣвается вода безъ измѣненія своего физическаго состоянія до t^0 , причемъ она также подвержена соответствующему этой температурѣ давленію ¹⁾ и потомъ уже превращается въ насыщенный паръ такой же температуры, то теплоту λ можно разсматривать какъ сумму

теплоты жидкости q — это есть то количество теплоты въ ед. тепл., которое потребно для того, чтобы 1 kg воды при 0° C нагрѣть до температуры t^0 C безъ измѣненія физическаго состоянія тѣла и

скрытой теплоты парообразования r — это то количество теплоты въ ед. тепл., которое необходимо для того, чтобы 1 kg воды температуры t^0 C превратить въ насыщенный паръ той-же температуры.

Эта теплота въ свою очередь состоитъ изъ **внутренней теплоты парообразования ρ** , это та часть отъ q , которая идетъ на измѣненіе физическаго состоянія тѣла, т. е. на повышеніе потенциальной энергіи

и **внѣшней теплоты парообразования $A\rho$** , это та часть отъ q , которая потребна для того, чтобы совершить внѣшнюю работу ρu для преодоленія постояннаго давленія p при испареніи. Здѣсь u выражаетъ измѣненіе объема, происходящее при превращеніи воды въ паръ.

$$u = v - w$$

если v — есть объемъ 1 kg насыщеннаго пара при t^0 C. въ m^3 , w объемъ 1 kg воды въ m^3 .

Внѣшнюю теплоту парообразования паръ уже, конечно, не содержитъ. Онъ содержитъ только

теплоту испаренія J , которая равна суммѣ $(q + \rho)$.

Для приведенныхъ количествъ теплоты имѣемъ, слѣдовательно, слѣдующія равенства:

$$\lambda = q + \rho + A\rho,$$

$$r = \rho + A\rho,$$

$$J = q + \rho,$$

которые можно связать слѣдующею схемой.

$$\underbrace{\underbrace{q}_{J} + \underbrace{\rho + A\rho}_{r}}_{\lambda}$$

Значенія отдѣльныхъ количествъ даны въ табл. на стр. 11.

Для насыщеннаго пара при давленіи въ 5 Atm мы имѣемъ напр.

$$\lambda = 152,480 + 455,917 + 44,155 = 652,552 \text{ WE}$$

$$r = 455,917 + 44,155 = 500,072 \text{ WE}$$

$$J = 152,480 + 455,917 = 608,397 \text{ WE}.$$

Паръ, работающій въ паровыхъ машинахъ, всегда содержитъ нѣкоторое количество воды. Пусть въ 1 kg такой смѣси пара съ водою содержится x kg пара и, слѣдовательно, $(1-x)$ kg воды. Пусть какъ и прежде

w означать объемъ 1 kg воды въ m^3 , и

u — на сколько въ m^3 объемъ 1 kg насыщеннаго пара больше w .

Удѣльный объемъ смѣси будетъ

$$v = w + xu \dots \dots \dots 16^a$$

¹⁾ Совершаемая при этомъ внѣшняя работа весьма мала вслѣдствіе ничтожнаго измѣненія объема воды, поэтому ея пренебрегаютъ.

Это уравненіе можетъ считаться характеристическимъ уравненіемъ для смѣси, такъ какъ u есть функція отъ давленія p и даетъ для сухого насыщеннаго пара ($x=1$) какъ и выше

$$v = w + u \dots \dots \dots 16^b$$

Если насыщенный паръ, по возможности сухой, нагрѣвать далѣе, то онъ, какъ только послѣдняя капля содержащейся въ немъ воды испарится, превратится изъ насыщеннаго пара въ перегрѣтый. Если продолжать нагрѣваніе пара въ этомъ состояніи, то при постоянномъ давленіи увеличится его температура и объемъ и, слѣдовательно, уменьшится плотность, если же объемъ и плотность останутся постоянными, то произойдетъ повышеніе температуры и давленія. Поэтому **перегрѣтымъ паромъ** называютъ такой паръ, температура котораго при одинаковомъ давленіи съ насыщеннымъ паромъ выше, а плотность меньше, при одинаковой же плотности — температура и давленіе выше чѣмъ у насыщеннаго пара.

Если перегрѣтый паръ охлаждать, то онъ перейдетъ сперва въ насыщенное состояніе, а потомъ ужъ начнетъ превращаться въ воду. Поэтому насыщеннымъ паромъ называютъ также такой, который при сохраненіи прочихъ всѣхъ обстоятельствъ при безконечно маломъ пониженіи температуры начинается превращаться въ воду; перегрѣтымъ же паромъ можно называть такой, въ которомъ только при конечномъ пониженіи температуры можетъ начаться это превращеніе.

Для перегрѣтаго пара характеристическое уравненіе будетъ то-же самое, что и для газа, именно,

$$pv = RT \dots \dots \dots 17$$

и съ тѣмъ большею точностью, чѣмъ паръ сильнѣе перегрѣтъ, чѣмъ далѣе онъ находится отъ насыщеннаго состоянія. Постоянная величина R для водянаго пара равна 49,65 mkg.

Важнымъ для насъ представляется измѣненіе водянаго пара во время расширенія и сжатія. Между тѣмъ механическая теорія теплоты даетъ для измѣненія состоянія насыщеннаго пара такіа уравненія, обращеніе съ которыми крайне затруднительно. Поэтому достаточно пользоваться эмпирическою формулою, данною Цейнеромъ, которая съ достаточною точностью для встрѣчающихся въ паровыхъ машинахъ предѣловъ выражаетъ адиабатическія измѣненія (въ сосудахъ, непроводящихъ теплоту) насыщеннаго пара. А именно

$$pv^n = \text{пост.}, \text{ гдѣ } n = 1,035 + 0,1 x.$$

Такъ какъ это равенство подобно уравненію 11, выражающему законъ Пуассона (Poisson) и которое при $n=1,41$ можетъ быть допущено для адиабатическихъ измѣненій перегрѣтаго пара, то имѣемъ:

что законъ, по которому расширяется въ непроводящемъ теплоту сосудѣ насыщенный или перегрѣтый паръ, совершая внѣшнюю работу, а также сжимается, поглощая внѣшнюю работу, выражается общимъ уравненіемъ

$$pv^n = \text{пост.} \dots \dots \dots 18$$

Для насыщеннаго ¹⁾ пара $n=1,035+0,1 x$, для перегрѣтаго $n=1,41$. При $n=1$ это уравненіе выражаетъ законъ Маріотта, который, строго говоря, справедливъ только для измѣненій состоянія достаточно сильно перегрѣтаго пара при постоянной температурѣ. Совершаемая паромъ при

¹⁾ Сухого или влажнаго.