

MEHANIČNA TEORIJA O TOPLOTI.

II. del.

Spisao dopisujući član jugoslavenske akademije znanosti i umjetnosti

DR. SIMON ŠUBIC.

Predano u matematičko-prirodoslovnom razredu 12. siečnja 1873.

Gorkotne prikazni pri stanovitnih gazih.

Stanovitne gaze ali pline imenujemo nasproti soparju tista zračna trupla, katerih doslej ni bilo moguče spremeniti v kapljoče ali celo v trupla. Soparji pa so tista zračna trupla, ktera se delajo iz kapljin ali pa iz trdnih trupel, in ktera se dadó spremeniti zopet v tisto truplo, iz kterega so se napravili.

Morebiti v resnici ni nebenega stanovitnega gaza, ki bi se ne dal spremeniti v kapljino ali v trdno truplo, ako bi mi imeli prave pripomočke. Ogljena kiselina še ni dolgo kar se je štelá k stanovitnim gazom, pozneje pa se je spremenjavala s pomočjo silnega stiskovanja v kaplino in celo v trdno truplo podobno prebelemu snegu.

Dandanašnji še nepoznamo tiste splošne postave, iz ktere bi se dale razlagovati prikazni vsakterih zračnih trupel bodi si gazi ali pa soparji. Množina izkušenj uči, da se soparji v pregretem stanu držé tistih postav kakor gazi, ako pa so v nasitjenem stanu, jih pa ni spraviti pod postave stanovitnih gazov, ker se kaj radi zgostujejo v kapljino bodi si da se stiskajo ali pa ohladé. Po teh izskkušnjah soditi bi stanovitni gazi imeli biti kakor soparji v pregretem stanu, in sicer tako daleč od tiste mrzloté in od tistega tiska, pri kterih bi se utegnili zgostevati.

Mariotteva in Gay-Lussacova postava.

Mariotteva in Gay-Lussacova postava velja samo za popolnoma stanovitne gaze, ter nam pravi spremembe gazovega tiska p_0 in p kader se spremeni njegova prva prostorina v_0 in

prva temperatura t_0 do druge prostornine v in do druge temperature t . Ti postavi imate obliko

$$p : p_0 = (1 + \alpha t) v_0 : (1 + \alpha t_0) v,$$

ali

$$pv : p_0 v_0 = \left(\frac{1}{\alpha} + t \right) : \left(\frac{1}{\alpha} + t_0 \right)$$

postavimo $\frac{1}{\alpha} = a$, ter je $\frac{pv}{a+t} = \frac{p_0 v_0}{a+t_0}$ = stanovitna množina za gotovi gaz.

Ako zaznamnjamo to stanovitno množino z R dobimo postavo v tisti obliki, ki jo ji je dal Clapeyron, namreč

$$pv = R. (a + t).$$

Znamenje $\alpha = \frac{1}{273} = 0.00366$ pomeni velikost razstežnega koeficienta pri Celsijevi gorkotni stopinji.

Regnault je skušal najti za vsakteri gaz pravo vrednost njegovega razstežnega koeficienta.

Mislmo si en kilogram kakega gaza, ki ima od začetka p_0, v_0 in t_0 in vzemimo $t_0 = 0$, ter velja enačba med prvim in vsakterim drugim stanom

$$pv : p_0 v_0 = (1 + \alpha t) : 1,$$

tedaj tudi

$$\frac{pv - p_0 v_0}{p_0 v_0} = \alpha t.$$

Po tej enačbi je Regnault skušal določiti α po dveh raznih potih; prvič je napravljaj take poskuse pri katerih se prostornina v_0 ni spreminjala, ter je $v = v_0$, in zapazil si je začetni in zadnji tisk p_0 in p pri ogretvi gazov od 0°C . do 100°C .

$$\alpha = \frac{p - p_0}{p_0 \cdot 100}.$$

Drugič je napravljaj poskuse pri stanovitnem tisku $p_0 = p$, in opazoval je razstezavanje od v_0 do v pri ogretvi od 0° do 100°C ; ter velja tukaj

$$\alpha = \frac{v - v_0}{v_0 \cdot 100}.$$

S takimi poskusi je našel Regnault sledeče zneske za α , in sicer

za zrak pri spreminjavnem tisku . . .	$\alpha = 0.003665$,
" " " spreminjavni prostornini . . .	$\alpha = 0.003670$;
" vodenec pri spreminjavni tisku . . .	$\alpha = 0.003667$,
" " " " " prostornini .	$\alpha = 0.003661$;
" vogljeno kislino pri spreminjavni tisku	$\alpha = 0.003688$,
" " " " " " " prost.	$\alpha = 0.003710$.

Regnaultove izkušnje učé tedaj, kakor kažejo vrednosti α , da razstežni koeficient, raznih gazov ni za vse edina množina, in da pri tistem gasu α ima nekaj drugo vrednost pri stanovitnem tisku kakor pri stanovitni prostornini. Pri soparjih, kakor pri ogljeni kislini, pa je α nekaj veči kot pri stanovitnih gazih.

Nadalje je nahajal Regnault po obeh potih večje zneske za α čim veči je bil tisk p ; tako je našel na primer spreminjevaje prostornino :

za zrak pri barometrovem stanu . .	760 ^{mm.}	$\alpha = 0,003670$
" " " " " " . .	2525 ^{mm.}	$\alpha = 0,003694$
" vodenec pri barometr. " . .	760 ^{mm.}	$\alpha = 0,0036613$
" " " " " " . .	2520 ^{mm.}	$\alpha = 0,0036616$
" ogljeno kislino pri bar. stano. .	760 ^{mm.}	$\alpha = 0,003707$
" " " " " " . .	2545 ^{mm.}	$\alpha = 0,003845$.

Regnaultove izkušnje učé, da se znesek α ne meni samo, ko se meni vrsta sprememb kakor v zadnjih dveh enačbah ampak tudi pri edinih spremenbah prihaja drugi in veči kakor prihaja tisk veči. Tedaj nam pričajo Regnaultove izkušnje, da ne sledi neben gaz popolnoma postave Mariotteve in Gay-Lussacove. Pričajo pa tudi te izkušnje da se bližajo prikazni stanovitnih gazov tem bolj ti postavi manjši ko je tisk pri katerem se zgrevajo in raztezujejo.

Zneski za α pa kažejo dalje, da se razstežni koeficient pri vodenju skoraj nič ne spreminja; tedaj je vodenec tisti gaz, kteremu se naj bolj prilega Mariotteva in Gay-Lussacova postava, ali vodenec je naj popolniši gaz. Iz tega pa sledi, da ima razstežni koeficient stanovitnega gaza stanovitno vrednost

$$\alpha = 0.003663 = \frac{1}{273}.$$

Ta znesek pa se neloči kaj posebno od razstežnega koeficienta zraka, kateri znaša 0.003665, ter smemo v sledečem preiskovanji

računati z zračnimi prikazni kakor ko bi bil zrak prav popolnoma gaz.

Znesek stanovitne množine ali znesek koeficienta R .

Našel je pravo njegovo vrednost za zrak prvič Regnault, in sicer s pomočjo svojih izkušenj po obliki

$$R = \frac{p_0 v_0}{A + t_0}$$

Mislino si en kilogram zraku pri prostornini v_0 ni pri temperaturi $t_0 = 0^\circ C$. in pod tiskom $p_0 = 760$ millimetrov visokoga barometra, ter znaša $p_0 = 10334$ kilogramov za vsak kvadratni meter. Zdaj pa je $v_0 s_0 = 1$ ali $v_0 = \frac{1}{s_0}$ ako pomeni s_0 specifično težo pri $t_0 = 0^\circ C$.; je pa v tem pomenu $s_0 = 1.29318$ kilogramov teža zraku o kubičnem metru, ter je tudi

$$R = \frac{8.}{a. s_0} = \frac{10334}{273 \times 1.293} = 29.27$$

Ta znesek stanevitne množine R velja tedaj samo za zrak, ker samo pri tem je $s_0 = 1.293$ kilogramov. Iskaje stanovitnega zneska R_1 za vsakteri drugi gaz, si mislimo zrak in gaz pri enakem tisku p in pri enaki temperaturi t , ter vzemimo vsakega en kilogram, tako da velja za zrak $v = \frac{1}{s}$, za drugi gaz pa $v_1 = \frac{1}{s_1}$, tedaj je

$$pv = R(a + t) \quad \text{in} \quad pv_1 = R_1(a + t),$$

ali

$$\frac{p}{s} = R(a + t) \quad \text{in} \quad \frac{p}{s_1} = R_1(a + t),$$

tedaj tudi

$$\frac{R}{R_1} = \frac{s_1}{s} = d_1$$

kjer pomeni d_1 gostobo drugega gaza zmerjeno o primeri z zrakom. Tedaj velja za vsakteri drugi gaz, ki ima gostobo d_1 stanoviti znesek

$$R_1 = \frac{R}{d_1},$$

ter tudi

$$R_1 d_1 = R;$$

to se pravi, ko bi multipliciral znesek R_1 tega ali unega gaza z njegovo gostobo d_1 bi nahajal povsodi stanovitne zneske in sicer enako velike kakor množina R za zrak.

Sljedeče zneske za R in R_1 je našel Regnault z svojimi pokusi: za zrak pri gostobi . . 1·00000 pri $s_0 = 1·29318$, $R = 29·272$
 „ zadušec pri gostobi . 1·25616 „ „ = 0·97137, $R_1 = 30·134$
 „ kislec „ „ . 1·42980 „ „ = 1·10563, $R_1 = 26·475$
 „ vodenec „ „ . 0·06926 „ „ = 0·08957, $R_1 = 422·612$
 „ oglj. kislino pri gost. 1·52901 „ „ = 1·97741, $R_2 = 19·143$

Tukaj je treba spomniti se da ni tirjati da bi ogljena kislina imala R_1 kakor se preračuni dosledno Mariotteve in Gay-Lussacove postave, ker ona gre k soparjem ne k gazom; tukaj pa je R_2 vzet kakor ko bi bila popolnoma gaz.

Primerna ali specifična gorkota pri gazih.

Sploh merimo osaktero gorkotno množino z tisto gorkoto, katero potrebuje en kilogram vodé da se vzdigne njegova temperatura za eno Celsijevo gorkotno stopinjo. To gorkoto za mero jemaje ji dajemo ime kalorijo, ter merimo vsaktere gorkotne množine po kalorijah.

Gorkotna množina, ali sploh gorkota, ki ogreje 16 kilogramov vodé od 0° do 1°C . meri tedaj 16 kalorij; tista gorkota, koja bi utegnila 16 kilogramov vodé ogreti od 0° do 10°C . ali pa od 5° do 15°C . pa meri 160 kalorij. —

Ko pa ogreva gorkota kako drugo truplo, ne vode ampak n. pr. 16 kilogramov železa in kó ga ogreje od 10°C . do 20°C . za 10 Celsijevih stopinj pa ne moremo povedati koliko kalorij meri dokler nevedemo za koliko stopinj utegne ogreti vsaka kalorija en kilogram železa. Izkušnje učé, da vsaka kalorija utegne en kilogram železa ogreti za 8°C .; ter spoznamo, da en kilogram železa k ogretvi za eno stopinjo ne potrebuje več kot osmi del ene kalorije. Ta osmi del kalorije imenujemo specifično ali primerno (težno) gorkoto. Gorkota ki ogreje 16 kilogramov železa za 10°C . meri tedaj $16 \times 10 \times \frac{1}{8} = 20$ kalorij, to je osemkrat menj od tiste gorkote ki jo je treba, da ogreje 16 kilogramov vodé za 10°C .

Naj pomeni C specifično gorkoto za težo (1 kilogram), S specifično težo trupla in s specifično težo vodé, ki ima $C = 1$; ter potrebuje en kubični meter trupla da se ogreje za t° gorkota $= C \cdot S \cdot t$,

en kubični meter vode pa $= 1$. s. t. gorkote. V primeri z vodo potrebuje tedaj kubični meter trupa

$$k = \frac{CSt}{st} = C \cdot \frac{S}{s} = C \cdot d,$$

to je primerna ali specifična gorkota za prostornino (1 kubični meter) se dobi iz njegove specifične gorkote za težo ako se ta multiplicira z njegovo gostoto (dosledno vode).

Ako tedaj poznamo specifično gorkoto za težo dobimo lahko uno za prostornino.

Spomnimo se, da se množina gorkote Q določuje po enačbi

$$AdQ = dU + pdv.$$

Ako integrovaje vzamemo $Q = C$ specifični gorkoti, dobimo

$$A \cdot C = U_2 - U_1 + \int pdv.$$

Iz te oblike je videti, da se znesek specifične gorkote sestavlja iz spremembe notrajnega in zunajnega dela.

Pri gazih pa utegne zginiti zunajno delo $\int pdv$ ako se ogreva gaz v kaki nerazstreljivi posodi ter je njegova prostornina v stanovitna in $dv = 0$.

V tem naklonu ima tedaj specifična gorkota manjši znesek c ker je zdaj

$$A \cdot c = U_2 - U_1$$

V zadnjem naklonu imenujemo c specifično gorkoto pri stanovitni prostornini, in sicer si mislimo v navadi gorkoto za težo.

Naj zanesljiviše izkušnje o specifični gorkoti (za težo) so Regnaultove¹. Te izkušnje samo povejo pa samo specifično gorkoto pri stanovitnem tisku specifične gorkote pri stanovitni prostornini pa doslej ni bilo mogoče opazovati po izkušnjah.

Regnault je našel sledeče zneske za specifično gorkoto C

pr zraku . . .	$C = 0.23751$
„ zadržecu . . .	$C = 0.24380$
„ kislecu . . .	$C = 0.21751$
„ vodencu . . .	$C = 3.40900$.

Iz teh zneskov se preračunije specifična gorkota k za prostornino in sicer je:

¹ Regnault. Relation des expériences etc. Tome second. Paris. 1862. p. 208, et p. 303.

$$\text{pri zraku} \quad . \quad . \quad k = 0.23751 \times \frac{1.29318}{1000} = 0.00030714$$

$$,, \text{zadušcu} \quad . \quad . \quad k = 0.24380 \times \frac{1.25616}{1000} = 0.00030625$$

$$,, \text{kislec} \quad . \quad . \quad k = 0.21751 \times \frac{1.4298}{1000} = 0.00031099$$

$$,, \text{vodencu} \quad . \quad . \quad k = 3.40900 \times \frac{0.08957}{1000} = 0.00030533;$$

ker 1 kubični meter zraka, zadušeca, kisleca in vodenca peza zaporedoma 1.29318, 1.25616, 1.42980, 0.08957 kilogramov; 1 kubični meter čiste vode pri 4°C. pa 1000 kilogramov.

Znamenitna je izvedba, ktera izvira iz Regnaultovih poskusov, da ostane stanovitna specifična gorkota zraka zgrevaje zrak pri kateri temperaturi in pod katerim tiskom si bodi. Po tih poskusih so se potrdile Clausijeve misli, ki jih je izpeljal po svojih teoretičnih ukih že leta 1850.

Zneski ki smo jih dobili za specifično prostorninino gorkoto k pa pričajo da je ima $k = C.d$ pri vsih stanovitnih gazih edino stanovitno vrednost.

Glede specifične gorkote c pri stanovitni prostornini, do zdaj ni bilo mogoče najti njene vrednosti po poskusih, ter je treba preračunati jo iz znane specifične gorkote pri stanovitnem tisku s pomočjo drugih znanih zadev, in sicer po obliki

$$\frac{C}{c} = z.$$

Primerjaje Laplacevo obliko za hitrost, s katero gre glas po zraku, z opazenimi zneski njegove hitrosti, je našel Dulong iz te oblike $z = 1.421$; Moll in van Beek pa sta po bolj zanesljivih poskusih našla $z = 1.410$. — V sledeči teoriji bomo po drugi poti našli tudi $z = 1.41$, tedaj je za zrak

$$z = \frac{C}{c} 0.23751 : 1.41 = 0.16844.$$

Glavne gorkotne enačbe pri gazih.

Govoré o gazih ali plinih si utegnemo vselej misliti zrak, kateri ima tako popolnoma zračni stan, da se spreminja njegov tisk z prostornino in z temperaturo vred popolnoma po Mariottovi in Gay-Lussacevi postavi.

Kakor smo v prejšnjem spoznali ima zrak, saj kolikor mi imamo opraviti pri navadnih prikaznih ž njim, lastnost popolnoma gaza.

Specifično gorkoto takega popolnoma gaza si mislimo stanovitno pri stanovitnem tisku kakor učé Regnaultove izkušnje; vzemimo pa tudi specifično gorkoto pri stanovitni prostornini za stanovitno, ali z drugimi besedami $\kappa = \frac{C}{c}$ si mislimo kot nespremenljivo množino. — V sledečem ogledovanji zračnih prikazen se bo tudi zadnja zadev popolnoma potrdila.

Gorkotne enačbe, ke smo jih konec splošnega spremišljevanja po preobličevanju enačbe

$$dQ = \left(\frac{dQ}{dv} \right) dv + \left(\frac{dQ}{dp} \right) dp$$

našli, nam dajo pomoček v roke da utegnemo gazom potrebne gorkotne množine Q preračunati. Te enačbe so bile:

$$dQ = \frac{\left(\frac{dQ}{dp} \right) dt + C_1 dv}{\left(\frac{dt}{dp} \right)}$$

in

$$dQ = \frac{\left(\frac{dQ}{dv} \right) dt - C_1 dp}{\left(\frac{dt}{dv} \right)};$$

kjer smo za Carnotovo funkcijo postavili C_1 da se more ločiti od specifične gorkote C .

1. Mislimo si kilogram zraka z prostornino v , z temperaturo t in pod tiskom p , in prašajmo koliko gorkote dQ mu je treba pridjati da se ti njegova temperatura povikša za dt pri stanovitnem tisku p . —

Ker je pri stanovitnem tisku $dp = 0$, ostane od zadnje enačbe še oblika

$$dQ = \frac{\left(\frac{dQ}{dv} \right) dt}{\left(\frac{dt}{dv} \right)}$$

ker pa je pri stanovitnem tisku specifična gorkota C_1 , potrebuje kilogram k ogretvi za dt gorkoto

$$dQ = C_1 dt,$$

tedaj tudi

$$C \cdot dt = \frac{\left(\frac{dQ}{dv}\right) \cdot dt}{\left(\frac{dt}{dv}\right)}.$$

Iz Mariotteve in Gay-Lussacove postave

$$pv = R(a + t)$$

pa se dobiva parcijalni diferencijalni kvocient

$$\left(\frac{dt}{dv}\right) = -\frac{p}{R},$$

in pa

$$\left(\frac{dt}{dv}\right) = -\frac{v}{R}.$$

Tedaj velja enačba

$$\left(\frac{dQ}{dv}\right) = \frac{Cp}{R},$$

2. Ako pa vzamemo kilogram zraka z prostornino v , z temperaturo t in pod tiskom p , utegnemo tudi poiskati tisto gorkoto dQ , od ktere se zgreje za dt pri stanovitni prostornini v . V tem naklonu je $dv = 0$, ter izhaja iz prve preobličene enačbe

$$dQ = \frac{\left(\frac{dQ}{dp}\right) \cdot dp}{\left(\frac{dp}{dt}\right)}.$$

Pri stanovitni prostornini je po c specifična gorkota, ter potrebuje zdaj kilogram zraka k ogrevti za dt

$$dQ = c \cdot dt,$$

tedaj tudi

$$c \cdot dt = \frac{\left(\frac{dQ}{dp}\right) \cdot dp}{\left(\frac{dp}{dt}\right)}.$$

Po Mariottevi in Gay-Lussacevi postavi pa smo določili $\left(\frac{dp}{dt}\right) = -\frac{p}{R}$ tedaj je

$$\left(\frac{dQ}{dp}\right) = \frac{cv}{R}.$$

Ker ima diferencial dQ sploh za vsaktere trupla obliko

$$dQ = \left(\frac{dQ}{dv} \right) dv + \left(\frac{dQ}{dp} \right) dp$$

se dobi oblika dQ , ki velja za gaze, ako se ostavijo za $\frac{dQ}{dv}$ in za $\frac{dQ}{dp}$ tisti zneski, ki smo jih ravno dobili s pomočju Mariotteve in Gay-Lussaceve postavbe; tedaj velja pri gazih

$$dQ = \frac{1}{R} (C_p \cdot dv + c_v \cdot dp)$$

ali pa

$$dQ = \frac{c}{R} (p \cdot dv + v \cdot dp) \dots (1)$$

Ako postavimo najdene zneske v une dve na pomoč vzeti preobličeni enačbi, v katerih je Carnotova funkcija $C_1 = \frac{T}{A}$ pa dobimo še dve drugi obliki za dQ , namreč

$$dQ = c \cdot dt + \frac{RT}{AV} \cdot dv \dots (2)$$

in

$$dQ = C \cdot dt - \frac{RT}{Ap} \cdot dp \dots (3)$$

Zadnje tri enačbe so sicer identične, ker ena kot druga nam pomaga najti znesek gorkote dQ , ki jo potrebuje kilogram tega ali drugega gaza k ogretvi za dt ; izvoli se pa k računu vselej tista enačba izmed njih, ktera se prilega nalogi.

Nekaj nasledkov iz prve in druge enačbe.

Te so:

$$\frac{d}{dp} \left(\frac{dQ}{dv} \right) - \frac{d}{dv} \left(\frac{dQ}{dp} \right) = \frac{1}{A}$$

in

$$\left(\frac{dQ}{dv} \right) \cdot \left(\frac{dt}{dp} \right) - \left(\frac{dQ}{dp} \right) \cdot \left(\frac{dt}{dv} \right) = C_1.$$

Mislamo si da bi ne poznali oblike $C_1 = \frac{T}{A}$, vstavimo v drugo enačbo znane zneske pri gazih, ter dobimo

$$\frac{Cp}{R} \cdot \frac{v}{R} - \frac{cv}{R} \cdot \frac{p}{R} = C_1,$$

ali pa

$$\frac{pv}{R} \cdot \frac{C}{R} - \frac{c}{R} = C_1,$$

ker je pa

$$pv = R(a + t) = RT,$$

je tudi

$$\frac{C - c}{R} \cdot T = C_1.$$

Ako zdaj postavimo zneske za $\left(\frac{dQ}{dv}\right)$ in $\left(\frac{dQ}{dp}\right)$ v prvo glavno enačbo, pa dobimo

$$\frac{d}{dp} \left(\frac{Cp}{R} \right) - \frac{d}{dv} \left(\frac{cv}{R} \right) = \frac{1}{A};$$

ako vzamemo C in c kakor stanovitne množine je pa

$$\frac{C}{R} - \frac{c}{R} = \frac{1}{A},$$

tedaj ishaja

$$C_1 = \frac{T}{A}$$

kakor smo že določili to množino v prvem splošnem delu.

Kar smo zgoraj z družimi pripomočki dosegli, dobimo tukaj ako si mislimo da so specifične gorkote C in c stanovitne množine.

Prvi ki je našel teoretično obliko za mehanični gorkotni ekvivalent.

$$(4) \dots \dots \frac{C - c}{R} = \frac{1}{A}$$

je bil Clausius. Ta oblika izhaja tukaj iz edinih misel, da bi bili C in c stanovitni množini; pokusimo tedaj ali nam dá za ekvivalent A tisti znesek kot Joule ve izkušnje ali ne. Vstavimo zneske pa je

$$A = \frac{R}{C - c} = \frac{29 \cdot 272}{0.2375 - 0.1684} = 424 \text{ kilogram-metrov.}$$

Znesek $A = 424$, ki se preračuni po Clausijeve obliki, je enak kakor po Joulevih izkušnjah, tedaj so potrjene misli da ste C in c stanovitni množini.

Ako pa ste C in c stanovitni množini, je tudi $\frac{C}{c} = x$ stanovitna množina pri ovih garih. — Iz Clausijeve oblike izkaja

$$C - c = \frac{R}{A},$$

in

$$c = C - \frac{R}{A}.$$

Ako kaže d gostobo kakega gaza v pozoru na vodó, velja tudi

$$Cd - cd = \frac{Rd}{A}.$$

Zgorej pa smo spoznali da $Cd = k$ ni drugega kot specifična gorkota za prostornino pri stanovitnem tisku, ter tudi $cd = k_1$ ni drugega kot specifična gorkota za prostornino pri stanovitni prostornini.

Po Clausijevi obliki se utegne tedaj preračuniti specifična gorkota c pri stanovitni prostornini za vsakreri gaz, za kterega poznamo C in R , tedaj je

$$\text{za zrak} \quad c = 0.23751 - \frac{29.272}{424} = 0.16847$$

$$,, \text{zadušec} \quad c = 0.24380 - \frac{30.143}{424} = 0.17273$$

$$,, \text{kislec} \quad c = 0.21751 - \frac{26.475}{424} = 0.15507$$

$$,, \text{vodenec} \quad c = 3.4090 - \frac{422.612}{424} = 2.41226.$$

Iz te druge enačbe pa izhaja specifična prostorninina gorkota R_1 pri stanovitni prostornini

$$k_1 = k - \frac{Rd}{A},$$

tedaj velja

$$\text{za zrak} \quad k_1 = 0.00030714 - \frac{29.272}{424 \times 773} = 0.00021786$$

$$,, \text{zadušec} \quad k_1 = 0.00030625 - \quad \quad \quad = 0.00021697$$

$$,, \text{kislec} \quad k_1 = 0.00031099 - \quad \quad \quad = 0.00022171$$

$$,, \text{vodenec} \quad k_1 = 0.00030533 - \quad \quad \quad = 0.00021605.$$

ker je $R_1 d_1$ kakor smo zgoraj dokazali stanovitna množina = R ,

je tudi tukaj $Rd = 29.272 : 773$ (ako se vzame kubični meter vode 773 krat težji kakor kubični meter zraka) tudi stanovitna množina, ter tudi $Rd : A$ stanovitna množina kakor smo jo rabili v računu predstojčem.

Dalje se preračuni množina z iz oblike

$$z = \frac{C}{c},$$

ker pa je

$$\frac{C}{c} = \frac{Cd}{cd} = \frac{k}{k_1},$$

ter tudi

$$z = \frac{C}{c} = \frac{k}{k_1},$$

tedaj velja

za zrak . .	$z = \frac{0.23751}{0.16847} = \frac{0.00030714}{0.00021786} = 1.4098$
„ zadušec .	$z = \frac{0.24380}{0.17273} = \frac{0.00021697}{0.00021697} = 1.4114$
„ kislec .	$z = \frac{0.21751}{0.15507} = \frac{0.00031099}{0.00022171} = 1.4026$
„ vodenec	$z = \frac{3.4090}{2.41226} = \frac{0.00030533}{0.00021605} = 1.4132.$

Te vrednosti množine z se vjemajo tako natanjko z tistim njenim sneskom, ki sta ga dobila Moll in van Beek, da ni dvomiti, da ima z stanoviten znesek

$$z = 1.41.$$

Isotermični in isodinamični tisk pri gazih.

K rasumku hočemo ponoviti, da se imenuje isotermična krevlja (kurva) tista, ki jo nariše tisk ko se spreminja prostornina v pri stanovitni temperaturi t . Ker pa velja za stanovitne gaze enačba

$$pv = R(a + t)$$

in ker je pri isotermičnih spremembah t stanoviten mora tudi pv biti stanovitna množina, tedaj se pomanjšuje tisk p v tisti primeri v kateri prostornina v večja prihaja. Ako si mislimo da tisk p narisuje kurvo (glej podobo 11) ko raste v , postane krevlja sbočena k abscisi, k teri se tem bolj bliže, bolj ko raste prostornina,

v resnici pa je vendar nikdar nezadene. V pozoru na obliku zadnje enačbe je isotermična krivka enakokraskna hiperbola (poda 11), kateri služijo koordinate za njene asymptote.

Isodinamična krivka pa smo imenovali tisto krevljo ki jo nariše tisk trupla ko se truplu raztezujočem ravno toliko gorkote daje, da ostane njegovo notrajno delo U stanovitno, tako da je $dU = 0$.

Zdaj pa je treba poiskati, kaj je $U = f(p, v)$ pri gazih, ker iz te funkcije še le se utegne razločiti razumek isodinamične krivke.

Sploh velja

$$AdQ = dU + pdv,$$

pri gazih pa je

$$dQ = c \cdot dt + \frac{RT}{Av} \cdot dv,$$

tedaj velja tukaj

$$AdQ = Ac \cdot dt + \frac{RT}{v} \cdot dv;$$

ker pa je

$$pv = R(a + t) = RT,$$

ali $\frac{RT}{v} = p$ je pa tudi

$$AdQ = Ac \cdot dt + pdv,$$

ter spoznamo primerjaje prvo in zadnjo enačbo, da je pri gazih

$$(5) \dots\dots dU = Ac \cdot dt.$$

Naj se pri gorkotnih spremembah začetna temperatura t_1 premeni do t_2 , in začetno notranje delo U_1 do U_2 , pa dobimo integrovaje

$$U_2 - U_1 = Ac(t_2 - t_1);$$

tedaj se sprememba notrajnega dela spoznava iz zadnje in začetne temperature, in Clausius je prav sodil, ko je trdil da pri gazih notranje delo je samo funkcija temperature ali da se notranje delo spreminja samo po temperaturi.

Ker pa je dalje sploh

$$t = \frac{pv}{R} = a,$$

je tudi

$$U_2 - U_1 = \frac{Ac}{R} (p_2 v_2 - p_1 v_1)$$

in ta enačba kaže $U = f(p, v)$ ko smo jo iskali.

Ker je po razunku isodinamične kuzve $dU = 0$, pa izhaja iz (5) enačbe

$$0 = Ac \cdot dt,$$

ter je tudi

$$dt = 0$$

pri isodinamični kurvi. Iz $dt = 0$ pa spoznamo da je temperatura t stanovitna množina pri gazih ako se notranje delo nespreminja. Ker pa pri stanovitni temperaturi tisk gazov gre po isoterminični kurvi, in zaradi $dU = 0$ ob enem tudi po isodinamični kurvi, je spoznati, da je pri gazih isoterminična kurva ravno tista kakor isodinamična.

Zadnji sklep pa velja samo za stanovitne gaze, ki se spreminjajo popolnoma po Mariottevi in Gay-Lussacevi postavi. Ko bi pa gazovi molekuli hteli zedinjati se, kakor ko se gaz v kaplino zgostuje, bi pa pri disgregaciji moralo opravljati se nekaj notranjega dela, ter bi dU ne ostal $= 0$ akoravno bi temperatura ostala stanovitna, ter bi isoterminična in isodinamična kurva ne mogle biti edini ali identični. Tedaj zadnji sklep ne velja ne za gaze na tisti meji kjer se zgostujejo ne za soparje.

Zunanje delo in množina gorkote Q , ki je treba dati gasu, ki po spremenjeni prostornini na koncu dobi prvo temperaturo $t_2 = t_1$. Iz enačbe

$$AdQ = Ac \cdot dt + p dv$$

izhaja po integrovanji od v_1 do v_2 in od t_1 do t_2 za množino Q enačba

$$A \cdot Q = Ac (t_2 - t_1) + \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

kjer pa po zgornem pogoji mora biti na koncu sprememb $t_2 = t_1$, ter je

$$A \cdot Q = \int_{v_1}^{v_2} p dv$$

to se pravi, gorkota kar se je pri vsakterih premembah od konca do konca gasu podeli, se porabi vsa k zunajnjemu delu, ali vsa truplu podeljena gorkota se spremeni v zunanje delo naj se godé spremembe kakor koli se hočejo, ako gaz na koncu dobi zopet svojo začetno temperaturo. Ta postava velja sploh za vsakteri gaz, kakor se vidi na obliki za Q ,

ki nima v sebi nobene množice, ki bi izhajala iz posebne gazove lastnosti.

Ako izvolimo posebni naklon, kadar pri omenjenem spreminjevanji ostane temperatura t stanovitna, je tudi stanovitna množina

$$pv = R(a + t), \text{ ter je } p = \frac{R}{v}(a + t)$$

in tedaj

$$A.Q = \int_{v_1}^{v_2} p dv = R(a + t) \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = R(a + t) \cdot \log n \cdot \frac{v_2}{v_1}.$$

Ker pa je v zadnjem naklonu

$$pv \text{ stanoviten je tudi } p_2 v_2 = p_1 v_1, \text{ ter}$$

se mesto primere raztežnosti $\frac{v_2}{v_1}$ utegne postaviti $\frac{p_1}{p_2}$, tedaj je

delo $A.Q$ ki se pri raztezanji opravi

$$A.Q = R(a + t) \log n \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = R(a + t) \log n \left(\frac{p_1}{p_2} \right);$$

ali

$$A.Q = p_2 v_2 \log n \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = p_2 v_2 \log n \left(\frac{p_2}{p_1} \right).$$

Gorkota, ki jo je k takim spremembam treba, ima tedaj toliko kalorij kolikor jih je treba po mehaničnem ekvivalentu, da se iz njih napravi zunanje delo kar se ga opravlja pri teh spremembah.

Potrebna gorkota in ekvivalentno zunanje delo pa je tudi dosledno zadnjih oblik neodvisno od posebne gazove nature, ker vsakteri gaz potrebuje enako veliko gorkote ako opravlja pri stanovitni temperaturi raztezovaje se iz enakega prvega stanu (p_1, v_1) do enakega zadnjega stanu (p_2, v_2). — Ker si gorkotne spremembe mislimo obračljive, je tedaj treba stiskovaje ta ali uni zrak od tistega končnega stanu (p_2, v_2) do tistega stanu (v_1, p_1) opraviti ali porabiti tisto delo L , ter je treba odvzeti na ti poti gorkoto $Q = \frac{L}{A}$.

Izgled. Ko bi imeli kilogram zraka zaprtega v votlem valarji, in ko bi zraku pripeljali toliko gorkote Q , da bi se njegova prostornina v_1 pri stanovitni temperaturi $t_1 = 30^\circ C$. raztezala do prostornine v_2 , in sicer tako da bi razstežna primera bila $\frac{v_2}{v_1} = \frac{4}{3}$, bi ta zrak utegnil opraviti razstezovaje se dolo L

$$L = A Q R(a + t_1) \log_n \frac{v_2}{v_1} = 2551.57 \text{ kilogram-metrov.}$$

Pri tem računu za delo L ni treba poznati drugega kot stanovitno temperaturo $t_1 = 30^\circ C$. in pa razstežno primero $\frac{v_2}{v_1} = \frac{4}{3}$, ker $R = 29.272$ in $a = 273$ so stanovitne množine.

Na koncu tega raztezavanja pa je $p_2 v_2 = p_1 v_1$, tedaj $\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2} = \frac{4}{3}$ kar se pravi, da tisk jenja do $p_2 = \frac{3}{4} p_1$. Množina gorkote Q pa, ki jo je gaz pri tej spremembi potreboval pa znaša

$$Q = \frac{L}{A} = \frac{2551.57}{424} = 6.0178 \text{ kalorij.}$$

Adiabatični tisk pri gazih.

Rankine imenujemo tisto kurvo adiabatično, ktera nam kaže postavo za spremembe med tiskom in med prostornino v tistem naklonu, ko se spreminja prostornina med tem ko se truplu ne dá nič in tudi ne vzame nič gorkote; in ko zraven tega truplo raztezaje se premaguje tako velik zunanji tisk koliko velik je njegov lastni tisk.

Za gaze sploh velja enačba

$$dQ = \frac{c}{R} (x p.dv + v.dp),$$

ker pa se tukaj ne daje truplu nobena gorkota in ne jemlje se mu tudi nobena ne, je $Q = 0$ in $dQ = 0$, ter je

$$0 = \frac{C}{R} (xp.dv + v.dp),$$

je tudi

$$\frac{dp}{p} = - x \cdot \frac{dv}{v}.$$

Ako se pri spremembah prvi tisk p_1 in prva prostornina v_1 spreminjata sploh do vsakterega drugega stanu p in v , dobimo znesek ako integravimo

$$\int_{p_1}^p \frac{dp}{p} = - x \int_{v_1}^v \frac{dv}{v},$$

integral te oblike pa je

$$\log_n \left(\frac{p}{p_1} \right) = x \cdot \log_n \left(\frac{v_1}{v} \right),$$

tedaj velja enačba

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v} \right)^x$$

ali

$$(6) \dots \dots p v^x = p_1 v_1^x.$$

To je oblika adiabatične kurve, ktere gre skozi začetni kraj (p_1, v_1) , nje mēr pa se lahko določuje po stanovitni množini $p v^x$.

Ravno to obliko za take gorkotne spremembe je dokazal prvi Poisson akoravno s družimi pripomočki.

Oblika adiabatične kurve, ki se narisuje po obliki $p v^x =$ stanovitni množini je nekaj enaka zgorej omenjeni isotermični kurvi, pri kateri je $p v$ stanovitna množina. Ker pa je

$$\text{tukaj } \dots p = \frac{\text{stanovitna}}{v^x}, \text{ tam pa } p = \frac{\text{stanovitna}}{v},$$

se lahko spozna da tukaj pri adiabatični tisk p hitreje peša kakor tam pri isotermični in pri isodinamični, tedaj je adiabatična kurva bolj strme podobe, ter se hitrije bliža koordinatama, ki ji delata asimptote.

Določevanje temperaturnih sprememb na adiabatični poti.

Iz enačbe (6) izhaja oblika

$$p v v^{x-1} = p_1 v_1 \cdot v_1^{x-1}.$$

tedaj tudi

$$\frac{p v}{p_1 v_1} = \left(\frac{v}{v_1} \right)^{x-1}.$$

ker pa je

$$p v = R(a + t),$$

tedaj je tudi

$$(7) \dots \dots \frac{a + t}{a + t_1} = \left(\frac{v}{v_1} \right)^{x-1}$$

Iz oblike (6) enačbe izhaja

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{v}{v_1} \right)^x,$$

tedaj tudi

$$\frac{v_1}{v} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}},$$

ta znesek vstavlja v (7) je

$$\frac{a + t}{a + t_1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}.$$

Iz zadnje in iz (7) enačbe se določuje temperatura vselej za vsak-
teri stan ako poznamo ali začetno in končno prostornino (v_1, v),
ali pa začetni in končni tisk (p_1, p). Iz enačbe (7) se tudi spo-
znava, da prihaja temperatura t manjša ko raste prostornina v .

Določevanje dela, ki se opravlja pri razstevanju po
adiabatični poti.

Sploh velja za delo L pri stanovitnih gazih

$$AQ = Ac.(t_2 - t_1) + \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Ker je pa na adiabatični poti gorkota $Q = 0$, je zunanje delo L

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p dv = Ac.(t_1 - t_2) \dots \text{ali } U_2 - U_1,$$

tedaj se tukaj spreminja gorkota, iz ktere obstoji notrajnje
delo ali temperatura, naravnost v zunanje delo.

Ko bi spremembe obračali in zrak po adiabatični poti stiskovali,
bi po postavah obračljivih prikazen zadevali tiste množine z na-
sprotnimi znamenji; morali bi porabiti zunanje delo L_1 ter bi
se spremenilo to delo naravnost v gorkoto, ki bi povikšala tempe-
raturu trupla od t_2 do t_1 .

Delo se pa na adiabatični poti tudi po prvem stanu (v_1, p_1)
in po zadnem (v_2, p_2) določuje, ako sicer ne vemo temperaturo t_1
in t_2 pač pa prostornino in tisk od začetka in na koncu sprememb.
K tem cilj ni koncu ni treba drugega kot da se spremeni oblika
enačbe v drugo pripravno obliko, namreč

$$L = Ac(t_1 - t_2) = Ac(u + t_1) \left(1 - \frac{a + t_2}{a + t_1}\right).$$

Ker je pa $a + t_1 = \frac{p_1 v_1}{R}$ dobemo v pozoru na (7) enačbo

$$(8) \dots L = \frac{Ac}{R} \cdot p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{x-1}{x}} \right],$$

ali pa

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

Ako se spomenemo da je dosledno Clausijeve enačbe (4)

$$A = \frac{R}{C - c},$$

dobimo

$$\frac{Ac}{R} = \frac{1}{x - 1},$$

ter se mesto oblik (8) tudi piše

$$(8) \dots L = \frac{1}{x - 1} \cdot p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{x-1} \right]$$

in tudi

$$L = \frac{1}{x - 1} \cdot p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{x-1}{x}} \right].$$

Razjasnuje naj se raba predstojećih oblik po sledečem izgledu.

Vzamimo kilogram zraka zaprtega v votlem valarji pri temperaturi $t_1 = 30^\circ \text{C}$. in pod tiskom $p_1 = 15 \times 10335$ kilogramov (poldruga atmosfere). Prostornina toga zraka v_1 je

$$v_1 = \frac{R}{p_1} (a + t_1) = \frac{29 \cdot 272 (273 + 30)}{1 \cdot 5 \times 10334} = 0 \cdot 05718 \text{ kub. metrov};$$

ta prostornina v_1 naj se razteza dosledno njegove razstežljive moči pa brez da bi mu se kaj gorkote dajalo ali jemalo, tako dolgo da tisk opeša do $p_2 = 10334$ kilogramov.

Njegova zadnja prostornina v_2 pri $p_2 = 10334$ kilogr. se najde po enačbi

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{x}} = (1 \cdot 5)^{\frac{1}{1 \cdot 41}} = 1 \cdot 333 \dots = \frac{4}{3}.$$

Njegova zadnja temperatura t_2 pa se preračuni po enačbi

$$\frac{a + t_2}{a + t_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{x-1}{x}}$$

ali pa

$$t_2 = (a + t_1) \frac{p_2}{p_1}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - a,$$

tedaj je tukaj

$$t_2 = (273 + 30) \left(\frac{2}{3} \right)^{1.41} - 273 = -3.7^\circ\text{C}.$$

Med tem ko je naš gaz dosledno lastnega tiska raztezavaje se do $v_2 = \frac{4}{3} v_1$ je njegova temperatura znižala se od $+30^\circ\text{C}$. do -3.7°C .

Pri svojem raztezanji pa je opravljal zrak premagovanje zunajni tisk delo

$$L = Ac(t_1 - t_2) = 2407.2 \text{ kilogram-metrov}$$

Tedaj znača gorkota, ki jo je gaz k opravljanju zunanje dela iz sebe dal

$$Q = \frac{L}{A} = \frac{2407.2}{424} = 5.6774 \text{ kalorij.}$$

Obračljive krožne gorkotnespremembe na nedokončani poti.

Kadar se spremenljivo truplo, po obračljivih spremembah ne vrne v svoj prvi stan, se tudi tiskova krevlja ne sklene, ter imenujemo spremembe nedokončane ali ne sklenjene krožna pota.

Naj se razsteza kilogram zraka od svojega prvoga stanu (v_1, p_1) , kakor kaže podoba 12. Pri tem raztezanji je nam znana postava $p = \varphi(v)$, ter je tudi tiskova kurva *amb* znana od konca do konca. Mislimo si, da zrak razstezavaje se premaguje vedno nasprotni zunanji tisk, ki je znak njegovemu lastnemu tisku. Omenjene spremembe so nedokončane in pa obračljive.

Gorkota, ki jo za to raztezanje treba se piše v podobi dela

$$AQ. = Ac(t_2 - t_1) + \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

kjer pomeni $Ac(t_2 - t_1) = U_2 - U_1$ spremembo notrajnjega dela, $\int p dv$ pa zunanje delo, ki se je predobilo pri razstezevanji. Zadnje delo se meri po plani *ambv₂v₁*.

V sledečem premišljevanji bomo opirali razumke na dva para tiskovih kurev, ki segata iz začetka a in iz konca b ; prvi par delate adiabatični kurvi $a(Q)$ in $b(Q)$, drugi par pa isodinamični ali isotermični kurvi $a(U_1)$ in $b(U_2)$.

Ako bi se zrak raztezal iz zadnjega konca b , kjer je U_2 notranje delo, da bi šel tis po adiabatični kurvi do c , bi dosegel zrak prostornino v_3 in tisk p_3 in pa svoje prvo notranje delo U_1 , ker pride v prvo isodinamično kurvo, v kateri se U nespreminja od konca do konca. Na ti adiabatični poti bc pa je $Q=0$, ter je tukaj tudi

$$dQ = 0 \quad U_1 - U_2 + \int_{v_2}^{v_3} p dv,$$

tedaj

$$\int_{v_2}^{v_3} p dv = U_2 - U_1 = bc \, v_3 \, v_2.$$

Plan $bc \, v_3 \, v_2$, ki je v podobi na pošev počrkana, pomeni tedaj spremembo notrajnjega dela na nedokončani krožni poti amb .

Gorkota Q , ki jo je k nedokončani spremembi od v_1 do v_2 treba, znaša tedaj v obliki dela

$$A. Q = A_1 (t_2 - t_1) = \int_{v_1}^{v_2} p dv = bc \, v_3 \, v_2 + amb \, v_2 \, v_3 = \text{plan}$$

$amb \, v_3 \, v_2$.

Ker ima počrkana plan toliko imenitnost, ko kaže v podobi narisani spremembo notrajnjega dela, je treba tudi poiskati prostorninu v_3 in tisk p_3 v presečji adiabatične in isotermične kurve pri c . Temperatura t_3 je enaka t_1 kakor od začetka pri a , ker oba kraja stojita v edini isotermični kurvi. — Dosledno (7) in sledeče enačbe pa velja na adiabatični poti bc

$$\frac{a + t_2}{a + t_3} = \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^{\kappa-1}$$

in pa

$$\frac{a + t_2}{a + t_3} = \left(\frac{p_2}{p_3} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

tedaj je v pozoru na $t_3 = t_1$

$$v_3 = v_2 \cdot \left(\frac{a + t_2}{a + t_1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}$$

in pa

$$p_3 = p_2 \cdot \left(\frac{a + t_1}{a + t_2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}.$$

Imenitno je tudi poznati znesek Clausijevega integrala

$$\int_{v_1, p_1}^{v_2, p_2} \frac{dQ}{T} = Z,$$

Spomnimo se da pri gazih velja sploh za dQ enačba

$$dQ = \frac{c}{R} (\kappa p \cdot dv + v \cdot dp);$$

ker pa je $a + t = T$ in

$$RT = pv$$

velja tudi

$$\frac{dQ}{RT} = \frac{c}{R} \frac{(\kappa p \cdot dv + v \cdot dp)}{pv},$$

tedaj tudi

$$\frac{dQ}{T} = c \cdot \left(\kappa \cdot \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} \right).$$

Integrovaje

$$\int_{v_1, p_1}^{v_2, p_2} \frac{dQ}{T} = c \cdot \left[\kappa \cdot \log_n \left(\frac{v_2}{v_1} \right) + \log_n \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \right]$$

ter tudi

$$\int_{v_1, p_1}^{v_2, p_2} \frac{dQ}{T} = c \cdot \log_n \left(\frac{p_2 v_2^\kappa}{p_1 v_1^\kappa} \right)$$

Tukaj se je treba spomniti, da je $p_2 v_2^\kappa$ stanovitna množina adiabatične krive bc ki gre zkozi kraj (v_2, p_2) , in da je enako tudi

$p_1 v_1^x$ stanovitna množina prve adiabatične krve $a(Q)$, ki gre skozi a ali skozi (v_1, p_1) .

Znesek Z zadnjega integrala se tedaj pri tistem gasu (pri edini specifični gorkoti c) ne spreminja dokler se ne spremeni stanovitna množina adiabatične krve tistega kraja do katerega sega integral. Ker pa stoji c v tisti adiabatični krvi bc kot b , tedaj

ima kraj c tisto stanovitno množino $p_3 v_3^x$ kakor kraj b namreč

$p_2 v_2^x = p_3 v_3^x$, ter je tudi

$$\int_{v_1, p_1}^{v_3, p_3} \frac{dQ}{T} = c \cdot \log_n \left(\frac{p_3 v_3^x}{p_1 v_1^x} \right) = c \cdot \log_n \left(\frac{p_2 v_2^x}{p_1 v_1^x} \right).$$

Znesek splošnega $\frac{dQ}{T}$ ima tedaj svojo stanovitno vrednost za vsakteri gorkotni prestop trupa iz te do une adiabatične krve, tako da ostane Z stanovitni za vsaktero pot iz vsakterega kraja gotove adiabatične krve $a(Q)$ do vsakterega kraja druge gotove adiabatične krve $b(Q)$.

Kaj lahko se dobava znesek Z za prestop iz kraja a po isotermični krvi do kraja c v drugi adiabatični krvi.

Pri isotermični poti je $t_1 = t_3$ in $p v = p_1 v_1$ stanovitna množina, ter je

$$p_3 v_3 = p_1 v_1 = R (a + t_1),$$

tedaj

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{v_1}{v_3}$$

ki se ima vstaviti v obliko Z , ter je

$$\int_{v_1, p_1}^{v_3, p_3} \frac{dQ}{T} = c \cdot \log_n \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^{x-1} = (x-1) c \cdot \log_n \left(\frac{v_3}{v_1} \right).$$

Ker je pa

$$(x-1) c = \frac{R}{A},$$

je tudi

$$Z = \frac{R}{A} \cdot \log_n \left(\frac{v_3}{v_1} \right).$$

Zgoraj pa smo našli za tisto gorkoto Q , ki jo je treba dajati gazu, da se razteza do v_3 po isotermični poti obliko v podobi dela

$$A \cdot Q = R(a + t_1) \cdot \log_n \left(\frac{v_3}{v_1} \right);$$

iz tega pa izhaja

$$\frac{R}{A} \log_n \left(\frac{v_3}{v_1} \right) = \frac{Q}{a + t_1}$$

ter vidimo, da je tudi

$$Z = \frac{Q}{a + t_1}.$$

Ker pa $a + t_1$ ni družega kot stanovitna absolutna temperatura T , na isotermični poti ac , ter se piše tudi

$$Z = \frac{Q}{T_1}.$$

Ravno tisti znesek pa izhaja na enkrat iz integrala, ako se omeni, da je $T = T_1$ stanovitna temperatura, ker v tem naklonu se piše

$$\int_{v_1, p_1}^{v_3, p_3} \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T_1} \int_{v_1, p_1}^{v_3, p_3} dQ = \frac{1}{T_1} \cdot Q$$

ravno kakor zgoraj za Z , ako je Q tista gorkota ki se mora trupu pripeljati pri spreminjevanji od prve do druge meje.

Ključ za rešitev mnogovrstnih nalog obračljivih sprememb.

Mislmo si, da bi imela postava po kateri se spreminja tisk, obliko sploh

$$p^m v^n = h,$$

kjer pomeni h stanovitno množino, m in n pa to ali uno številko.

Iz te oblike izhaja v pozoru na začetek (v_1, p_1) in na konec (v_2, p_2)

$$p_1^m v_1^n = p_2^m v_2^n$$

ali

$$p_1 v_1 \cdot v_1^{\frac{n}{m} - 1} = p_2 v_2 \cdot v_2^{\frac{n}{m} - 1}.$$

Določevanje zadnje temperature t_2 iz prve t_1 . Ker je

$$p_2 v_2 = R(a + t_2)$$

in pa

$$p_1 v_1 = R(a + t_1),$$

je tudi

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{a + t_2}{a + t_1},$$

iz gornje enačbe pa izhaja

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{n-m}{m}}$$

tedaj je

$$(9) \quad \dots \quad \frac{a + t_2}{a + t_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{n-m}{m}}.$$

enačba, po kateri se določuje zadnja temperatura t_2 ako je znana temperatura t_1 od začetka in primera raztezanja $\frac{v_2}{v_1}$ in ako vemo številke m in n katere veljajo v posebnem naklonu o katerem se govori.

Določevanje zunanjšega dela pri ti splošni postavi

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

je pa

$$p^m v^n = p_1^m v_1^n,$$

ter tudi

$$p = p_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^{\frac{n}{m}} \dots,$$

tedaj ker je $p_1 v_1^{\frac{n}{m}}$ stanovitna

$$L = \frac{\frac{n}{m}}{p_1 v_1} \cdot \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^{\frac{n}{m}}} = p_1 v_1^{\frac{n}{m}} \cdot \left[\frac{v_2^{\frac{n}{m}-1}}{\frac{n}{m}-1} - \frac{v_1^{\frac{n}{m}-1}}{\frac{n}{m}-1} \right] = \frac{m}{m-n} \cdot p_1 v_1^{\frac{n}{m}} \left(v_2^{\frac{m-n}{m}} - v_1^{\frac{m-n}{m}} \right);$$

ter

$$L = \frac{m}{m-n} \cdot p_1 v_1^{\frac{n}{m}} \left(v_2^{\frac{m-n}{m}} - v_1^{\frac{m-n}{m}} \right)$$

ali

$$L = \frac{m}{m-n} \cdot p_1 v_1^{\frac{n}{m}} v_1^{\frac{m-n}{m}} \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\frac{m-n}{m}} - 1 \right]$$

in

$$L = \frac{m}{m-n} \cdot p_1 v_1^{\frac{n}{m}} \cdot v_1^{\frac{m-n}{m}} - 1 \cdot v_1^{\frac{m-n}{m}} \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\frac{m-n}{m}} - 1 \right],$$

ter

$$L = \frac{m}{m-n} \cdot p_1 v_1^{\frac{n}{m}} \cdot \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\frac{m-n}{m}} - 1 \right],$$

ali pa

$$L = \frac{m}{n-m} \cdot p_1 p_1 \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{n-m}{m}} \right].$$

Dosledne enačbe (9) je dalje

$$L = \frac{m}{n-m} \cdot p_1 v_1 \left[1 - \frac{a + t_2}{a + t_1} \right],$$

ali pa

$$L = \frac{m}{n-m} \cdot R \cdot (t_1 - t_2),$$

ker pa je

$$R = A c (x - 1),$$

tedaj sledi

$$(10) \dots L = \frac{m}{n-m} \cdot A c (x-1) (t_1 - t_2).$$

Iz te enačbe se dobiva zunanje delo. — Dalje pa je treba tudi določevati gorkoto Q , ki je potrebuje zrak ko opravlja raztezaje se to delo. Je pa enačba te gorkote v znani obliki dela

$$A. Q = A c \cdot (t_2 - t_1) + \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

ker pa je

$$U_2 - U_1 = A c (t_2 - t_1).$$

Za zunanje delo L se tukaj vstavlja oblika (10), ter je gorkota

$$Q = c (t_2 - t_1) + \frac{m}{n-m} \cdot c (x-1) (t_1 - t_2)$$

ali

$$Q = c \cdot \left[-1 + \frac{m}{n-m} \cdot c (x-1) \right] (t_1 - t_2)$$

in pa

$$(11) \dots Q = \frac{mx - n}{n - m} \cdot c (t_1 - t_2).$$

S pomočjo splošnih enačeb (9), (10), (11) se rešuje brez števila nalog.

Ako mesto zadnje enačbe (11) vzamemo njeni diferencial, je

$$dQ = \frac{mx - n}{n - m} \cdot c \cdot dt;$$

v ti obliki pa utegnemo postaviti za stanovitni koeficient znamenje λ

$$\lambda = \frac{mx - n}{n - m} \cdot c,$$

tedaj je oblika

$$dQ = \lambda \cdot dt$$

popolnoma podobna vajeim oblikam $dQ = C \cdot dt$ ali $pa = e \cdot dt$. Kakor pa je C in c specifična gorkota pri stanovitnem tisku in pa pri stanovitni prostornini, enako se sme imenovati λ specifična gorkota, ki velja pri gorkotnih spremembah po postavi $\frac{m}{p} \cdot \frac{n}{v} = h$.

Raba tega ključa k rešitvi posebnih nalog o gazovnih gorkotnih spremembah.

1) Ako hočemo preračunati gorkotne spremembe, ki se godé pri stanovitnem gazovem tisku, moramo številke m in n tako izročiti, da postane $p = p_1$.

Sploh enačba je

$$\frac{m}{p} \cdot \frac{n}{v} = \frac{m}{p_1} \cdot \frac{n}{v_1},$$

ako vzamemo $n = m$ dobimo v resnici

$$p = p_1;$$

tedaj nam dajo zgornje splošne enačbe odgovor na vsaktere gorkotne prikazni pri stanovitnem tisku, ako postavljamo v njih $n = 0$.

Temperatura t_2 po dokončanih spremembah izhaja iz (9) enačbe, in sicer

$$\frac{a + t_2}{a + t_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{-1} = \frac{v_2}{v_1},$$

tedaj

$$t_2 = (a + t_1) \cdot \frac{v_2}{v_1} - a.$$

Ker v sledečem potrebujemo razločka $t_2 - t_1$ med zadnjo i prvo temperaturo, ga najdemo po zadnji enačbi

$$t_2 - t_1 = (a + t_1) \frac{v_2}{v_1} - a - t_1,$$

ter

$$t_2 - t_1 = (a + t_1) \cdot \frac{v_2 - v_1}{v_1}.$$

S pomočjo (11) enačbe α dobiva gorkota, ko jo potrebuje gaz raztezaje se pri stanovitnem tisku, ta je za $n = 0$

$$Q = - \alpha c (t_1 - t_2) = \alpha c (t_2 - t_1);$$

ter tudi

$$Q = C \cdot (a + t_1) \frac{v_2 - v_1}{v_1}.$$

Zunanje delo pa kega opravlja zrak razstezaje se od prostornine v_1 do v_2

$$L = A c (v_2 - v_1) \cdot (t_2 - t_1),$$

ker pa je

$$R = A c (z - 1),$$

ter

$$L = R \cdot (t_2 - t_1)$$

ali dosledno zneska $t_2 - t_1$

$$L = R (a + t_1) \frac{v_2 - v_1}{v_1},$$

tedaj tudi

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

Na izgled vzemimo kilogram zraka, ki ima od začetka $t_1 = 30^\circ\text{C}$; njegova začetna prostornina v_1 naj se raztezuje pod stanovitnem tiskom do zadnje prostornine $v_2 = \frac{4}{3} v_1$.

Iz gornih enačeb se dobi temperatura t_2 na koncu po obliki

$$t_2 = (a + t_1) \frac{v_2}{v_1} - a,$$

to je

$$t_2 = (273 + 30) \cdot \frac{4}{3} - 273 = 131^\circ\text{C}.$$

Gorkota, ki jo je treba zraku dati pri omenjenem razstezevanji

$$Q = C \cdot (t_2 - t_1),$$

to je

$$Q = 0.2375 (131 - 30) = 23.988 \text{ kalorij.}$$

Sprememba notrajnega dela, ki se pri gazih dobiva sploh po obliki

$$U_2 - U_1 = A c (t_2 - t_1),$$

je

$$U_2 - U_1 = 424 \cdot (131 - 30) \cdot 0.1684 = 7214.4 \text{ kilogram-metrov.}$$

Zunanje delo pa, ki ga je opravil zrak razstezevaje se pri $p = p_1$ je pa

$$L = R (t_2 - t_1) = 29.272 (131 - 30) = 2956.5 \text{ kilogram-metrov.}$$

2) Ako hočemo preračunati gorkotne spremembe, ki se godé pri stanovitni gazovi prostornini, je treba za m in n postaviti tiste številke, ki storé da se splošna oblika spremeni v enačbo $v = v_1$.

Sploh enačba je

$$p^m v^n = p_1^m v_1^n,$$

ako izvolimo $m = 0$ dobimo v resnici

$$v = v_1,$$

tedaj dajo nam zgorne splošne enačbe odgovor na vsaktere gorkotne prikazni pri stanovitni prostornini, ako postavljamo v njih $m = 0$.

Temperatura t_2 , ki jo ima gaz po dokončanih spremembah se dobava iz (9) enačbe, in sicer

$$\frac{a + t_2}{a + t_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1},$$

ker pa je $v_2 = v_1$ je

$$t_2 = \frac{p_2}{p_1} (a + t_1) - a;$$

ko bi pa potrebovali zadnji tisk p_2 , bi ga dobivali iz zadnje enačbe, in sicer

$$p_2 = p_1 \cdot \frac{a + t_2}{a + t_1}.$$

Gorkota Q , ki jo je treba gazu pri teh spremembah se dobiva iz (11) enačbe ako vzamemo $m = 0$, ter je

$$Q = c \cdot (t_2 - t_1).$$

Sprememba notranjega dela kakor vselej pri gazih

$$U_2 - U_1 = Ac (t_2 - t_1);$$

v pozoru na predzadnjo enačbo Q spoznamo da je tukaj

$$U_2 - U_1 = A \cdot Q,$$

kar nam pravi, da se pri teh spremembah vsa gorkota, ki se gazu podeli, spremeni kar naravnost v notrajnje delo.

Znesek zunanjega dela L pa izhaja iz (10) enačbe ako postavimo $m = 0$, in sicer

$$L = 0,$$

tedaj gaz, ki se ogreva pri stanovitni prostornini ne opravi nobenega zunanjega dela, kakor se lahko poprej razsodi, ker se nikjer ne opravi nobenega dela, kjer moč ne premaguje na svoji poti gotove teže ali nasprotnega tiska.

Na izgled vzemimo kilogram zraka, ki ima od začetka temperaturo $t_1 = 30^\circ C$. in svoj tisk $p_1 = 1.5$ atmosfer ali $= \frac{2}{3} \times 10534$ kilogramov do kvadratnega metra. Ta zrak naj se ohladi dokler postane slednjič njegov tisk $p_2 = 10334$ kilogramov; tedaj končni tisk $p_2 = \frac{2}{3} p_1$.

Njegova temperatura t_2 na koncu sprememb se dobi po obliki

$$t_2 = \frac{p_2}{p_1} (a + t_1) - a,$$

ter je

$$t_2 = \frac{2}{3} (273 - 30) - 273 = -71^\circ \text{C}.$$

Gorkota Q pri omenjeni spremembi se dobiva po enačbi

$$Q = c \cdot (t_2 - t_1),$$

ter je

$$Q = 0.1684 (-71 - 30) = -17 \text{ kalorij},$$

to se pravi, da je treba 17 kalorij gorkote od vzeti se zraku, da se mora spolniti naša naloga ali omenjena sprememba.

Notranje delo zraku pa se je pri te spremembi spremenilo za

$$U_2 - U_1 = A \cdot Q,$$

ter je

$U_2 - U_1 = 424 \times -17 = -7214$ kilogram-metrov,
in sicer je gaz zgubil pri ohlajenji toliko svojega notranjega dela.

3) Ako hočemo določevati gorkotne spremembe, ki se godé po adiabatni poti, je treba števila m in n tako izvoliti, da pride gorkota $Q = 0$ na dan, ker je značaj adiabatne poti, da se truplo ne dobí in tudi ne oddá nobene gorkote.

Ker je

$$Q = \frac{m^x - n}{n - m} \cdot c (t_1 - t_2),$$

mora vzeti se

$$mx - n = 0,$$

da postane $Q = 0$, tedaj mora biti

$$\frac{n}{m} = x.$$

Sploh enačba $p^m v^n = p_1^m v_1^n$
se spremeni tedaj v obliko adiabatne poti enačbe, ako nanjo postavimo pogoj adiabatnih sprememb, to je $x = \frac{n}{m}$. Ker je

$$p v^{\frac{n}{m}} = p_1 v_1^{\frac{n}{m}}$$

je enačbe adiabatnega tiska:

$$p v^x = p_1 v_1^x$$

kakor smo že zgoraj spoznali, toda po vse drugi poti.

Temperatura t_2 na koncu adiabatčnih sprememb se najde iz enačbe (9) po vstavi pogoja $\kappa = \frac{n}{m}$, ter je

$$\frac{a + t_2}{a + t_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1},$$

ker pa je tudi

$$p_1 v_1^\kappa = p_2 v_2^\kappa,$$

je tudi

$$\frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{\kappa}},$$

ter se dobi po vstavi

$$\frac{a + t_2}{a + t_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}},$$

ravno tista enačba za določevanje t_2 kakor smo jo že zgoraj dobili po drugi poti.

Zunanje delo, ki se opravi pri razstezanju, se dobiva iz (10) enačbe po vstavi pogoja $\kappa = \frac{n}{m}$, ter je

$$L = \frac{1}{\kappa-1} \cdot Ac(\kappa-1) (t_1 - t_2),$$

ali

$$L = Ac \cdot (t_1 - t_2).$$

Znano nam pa je, da velja sploh notranje delo pri gazih oblika

$$U_2 - U_1 = Ac (t_2 - t_1);$$

tedaj je pri adiabatčnih spremembah

$$L = - (U_2 - U_1) = U_1 - U_2$$

to se pravi, da se je notrajnje delo toliko zmanjšalo, kolikor se je napravilo zunanjega dela, ali: zunanje delo se dela kar naravnost iz notrajnje gorkote. — Ko bi pa stiskovaje zrak porabilo se L (negativnega) dela bi bilo

$$-L = Ac(t_1 - t_2),$$

ter bi bilo

$$U_2 - U_1 = L,$$

to je iz dela, ki se porabi k stiskovanju bi se naravnost storilo notranje delo ali spremenilo bi se delo na ravnost v gorkoto.

4) ako hočemo določevati gorkotne spremembe, ki se godé po isotermini in po isodinamični poti, je treba pred poiskati za m in n tiste števila, ki dadó $t_2 = t_1$, ker v tem naklonu je tudi $U_2 - U_1 = 0$; tedaj mora (9) enačba

$$\frac{a + t_2}{a + t_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\frac{n-m}{m}}$$

imeti znesek $= 1$, ker ta krat daje

$$t_2 = t_1.$$

Da bo pa

$$\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\frac{n-m}{m}} = 1,$$

mora biti

$$n - m = 0$$

tedaj

$$m = n;$$

da pa bo

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = 1,$$

mora biti

$$p_1 v_1 = p_2 v_2,$$

v ti podobi spoznamo znano obliko isotermične in isodinamične poti. Zunanje delo na isotermini ali isodinamični poti izhaja tedaj iz (10) enačbe,

$$L = \frac{m}{n-m} \cdot R \cdot (t_1 - t_2),$$

ker pa je tukaj ob enem

$$m = n \text{ in } t_1 = t_2,$$

pride na dan nedoločen znesek

$$L = \frac{0}{0},$$

Gorkota Q , ki jo je treba zraku dati pri omenjenih spremembah, se dobava iz (11) enačbe

$$Q = \frac{m \cdot n}{n - m} c (t_1 - t_2),$$

ako se ob enem postavi

$$n = m \text{ in } t_1 = t_2,$$

ter dobemo zopet

$$Q = \frac{0}{0},$$

nedoločen znesek, s katerim se ne dá nič določiti dokler ni mož mesto oblike $\frac{0}{0}$ dobiti druge razumljive oblike. Preden smo razvili obliko (10) smo imeli obliko

$$L = \frac{m}{m-n} \cdot p_1 v_1 \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\frac{m-n}{m}} - 1 \right],$$

postavimo, da bo krajše, $\frac{n}{m} = \mu$ in $\frac{v_2}{v_1} = \varphi$, ter imamo

$$L = \frac{p_1 p_1}{1-\mu} \cdot \left[\frac{\varphi^{1-\mu}}{\varphi} - 1 \right]$$

ali

$$L = p_1 v_1 \left[\frac{\varphi^{1-\mu} - 1}{1-\mu} \right].$$

Zaključeno obliko hočemo spremeniti v podobo neskončne verste; je pa

$$\varphi^{1-\mu} = 1 + (1-\mu) \cdot \log_n \varphi + \frac{(1-\mu)^2}{1 \cdot 2} (\log_n \varphi)^2 + \dots,$$

ter je

$$\frac{\varphi^{1-\mu} - 1}{1-\mu} = \log_n \varphi + \frac{(1-\mu)}{1 \cdot 2} \cdot (\log_n \varphi)^2 + \dots,$$

Ako zdaj poišemo tisti znesek, ki ga ima zaključena oblika ali prvi del na levi strani zadnje enačbe, takrat ko je $m = n$ ali $\mu = 1$, pa dobemo

$$\left[\frac{\varphi^{1-\mu} - 1}{1-\mu} \right]_{1-\mu=0} = \log_n \varphi,$$

tedaj je

$$L = p_1 v_1 \cdot \left[\frac{\varphi^{1-\mu} - 1}{1-\mu} \right]_{m=n} = p_1 p_1 \cdot \log_n \left(\frac{v_2}{v_1} \right).$$

To je vrednost zgor nedoločene oblike $L = \frac{0}{0}$. Zdaj pa utegnemo tudi preračunati gorkoto Q , ki jo gaz k temi spremembami potrebuje, ter se piše v podobi dela

$$A \cdot Q = U_2 - U_1 + L,$$

ker pa je pri $t_2 = t_1$

$$U_2 - U_1 = 0,$$

je pa

$$A \cdot Q = L = p_1 v_1 \log_n \frac{v_2}{v_1} = R(a + t_1) \cdot \log_n \frac{v_2}{v_1},$$

iz te oblike pa spoznamo natanko, da se vsa gorkota kar je je pripelje gasu na isotermični ali isodinamični poti spremeni na ravnost v zunajno delo, ker je gorkoto Q in nje delo $A \cdot Q$, zunajno delo pa L .

Ker je dalje $R = Ac(x-1)$ in $p_2 v_2 = p_1 v_1$ je pa

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2},$$

ter ima gorkotni znesek oblike

$$Q = c(x-1) (a + t_1) \cdot \log_n \frac{p_1}{p_2}.$$

Po tej obliki bi se določevala potrebna gorkota, ko bi ne poznali zunajnjega dela L , ko pa tega poznamo in ko vemo, da se tukaj spremeni vsa gorkota Q v delo L , pa mora nje znesek biti

$$Q = \frac{L}{A}.$$

Neobračljive gorkotne spremembe.

Vsakteri gaz utegne spremenjevati svojo prostornino v , svoj tisk p in svojo temperaturo t po dvojnih popolnoma razločljivih in raznih potih. Doslej smo preiskovali tiste spremembe, pri katerih je njihov tisk p enak zunajnjemu tisku od stopinje do stopinje, in kjer je tedaj dosledno znane postave gazovega lastnega tiska $p = \varphi(v)$, tudi znana postava, zunajnjega tiska ker je tudi $p = \varphi(v)$ ker drugače lastni in zunanji tisk ne bi mogla biti enaka. — Pri teh okolistavah pa so spremembe obračljive.

Utegne pa se tudi zrak raztezati kadar je njegov lastni tisk $p = \varphi(v)$ manjši od zunajnjega tiska p' . Ka je v tem naklonu $p' < p$ pa mi mogoče določevati postave $p' = \psi(v)$ iz znane postave lastnega zrakovega tiska.

Mislimo si prostor kubičnega metra (podoba 15) obdanega z neproduhljivimi stenami. Neki zapah *mos* z ročnico *r* naj pregreja ta prostor na dva kraja, in tudi zapah naj se zapira neproduhljivo. Spodnji del prostora pod plohom si mislimo napolnjen z zrakom, zgornji nad plohom pa si mislimo popolnomo izprazenjen da tudi zraka ni več v njem. Pri taki napravi pritiska zrak pod plohom na vse strane, pod plohom in tudi na ploh; z unaj nad plohom pa v zgornjem prostoru ni niti zraka niti zunanjega tiska p^1 . — Ako zdaj potegnemo z ročnico γ zapah hitro iz posode, se odpre pred tiščečim zrakom spodnjega dela prazni zgornji prostor, toda iz zgornjega prostora se ne opira naproti nič zunanjega tiska, ter se razteza spodnji zrak brez zavere hitro tudi po zgornjem prostoru.

Ker zrak razstezaje se v tem naklonu ni premagoval od stopinje do stopinje zunanjega tiska, tudi ni opravil nobenega dela.

Ako hočemo spraviti zrak zopet v njegov prejšnji prostor pod plohom, moramo napraviti si poprej steno *ABCD* premakljivo, ter moramo od zunaj na steno pritiskaje notranji zrak tlačiti, in tim močnejše moramo tlačiti, čim bolj ga stlačimo, predno ga spravimo pod ploh.

Pri stiskovanji se mora tedaj opraviti ravno toliko dela, kolikor bi ga bil utegnil opraviti zrak razstezaje se. Tedaj ni mogoče prej spraviti zraka v njegov stan po tistih spremembah po katerih ga je zapustil, ker ni mogoče stlačiti ga brez zunanjega dela — pač pa se je razstezoval brez zunanjega dela. Ker tedaj ni mogoče poti tako obrniti, da bi se ponavljaše tiste prikazni kot poprej, pa imamo pred saboj izgled neobračljivih sprememb.

Spomnimo se, da je pri obračljivih spremembah bila znana pot tiska po postavi $p = \varphi(v)$ in da je dosledno enakosti med notranjem in zunanjem tiskom pri razstezevanji od prostornine v_1 do v_2 opravljalo se delo

$$A \cdot Q = U_2 - U_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

kjer je

$$U_2 - U_1 = A c (t_2 - t_1),$$

in da je k temu delu porabila se množina gorkote

$$Q = c(t_2 - t_1) + \frac{1}{A} \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Ker je tukaj pri neobračljivih spremembah zunanji tisk $p^1 < p$ ni mogoče naiti zunajnjega dela

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p dv$$

iz postave notranjega tiska; pač bi bilo mogoče najti tisto delo L^1 , ki se tukaj opravlja zrak ko premaguje zunanji tisk p^1 od prostornine v_1 do v_2 , ako bi poznali postavo $p^1 = \psi(v)$, ker tedaj bi utegnili preračunovati

$$L^1 = \int_{v_1}^{v_2} p^1 dv.$$

Ozira se na podobo 14 vidimo na njenem obrazu primere med delom L^1 in L . Od začetka, ko je zrak še na miru zapert v kaki neproduhljivi posodi, ima pri prostornini v_1 lastni tisk p_1 ki sega do a . Ko se mu pa odpre zunanji prostor s tiskom p_1^1 , ki sega samo do d , se zrak razsteguje premagovaje manjši tisk p^1 do prostornine v_2 ktero doseže pri zunanjem tisku p_2^1 ; ako pa se tukaj ustanovi, kakor ko se mu zopet posoda zapre pa ne pride na mir pri tisku p_2^1 , ker njegovi lastni notranji tisk je večji, ter na koncu ko pride zopet na mir tiši s svojim lastnim tiskom p_2 na stene. Pri tem neobračljivim razstezanji je storil zunanji tisk kako pot de , ter je opravljeno delo L^1 , ako poznamo to pot, ter tudi postavo $p^1 = \psi(v)$

$$L^1 = \int_{v_1}^{v_2} p^1 dv = dev_2 v_1,$$

Plan $dev_2 v_1$, ki kaže v podobi zunanje delo pri znani poti de je po črkana da se ložej loči od večje plani $abv_1 v_1$, ktera pa kaže delo L , kega bi bil utegnil opraviti zrak raztegaje se po obračljivi poti ab .

Spremembe notranjega dela $U_2 - U_1$ pa so neodvisne od postave tiska kakor kaže oblika $Ac(t_2 - t_1)$, ker se določuje sprememba po začetni in končni temperaturi t_1 in t_2 . Ako tedaj zapazimo tudi tukaj pri neobračljivih spremembah temperatura t_1 od začetka da je zrak, ki ima razstezévati se, še na miru; in pa t_2 na koncu sprememb, ko pride zrak zopet na mir, pa najdemo tudi tukaj spremembo notrajnjega dela. Ako imenujemo tedej Q^1 tisto mno-

žino gorkote, ki jo bi bilo tukaj treba k spremembi od prvega do zadnjega stanu, bi imeli tedaj za njeno določevanje obliko

$$Q^1 = Ac(t_2 - t_1) + \int_{v_1}^{v_2} p^1 dv,$$

tedaj v podobi dela

$$(12) \quad A Q^1 = Ac(t_2 - t_1) + \int_{v_1}^{v_2} p^1 dv.$$

Prašaje po postavi, po kateri se ima pri neobračljivih spremembah gazu dovaževati gorkota, si mislimo spreminjajoči gaz pri tem ali unem srednem stanu (v, p, t). Podoba 15 kaže obraz gazovih sprememb, ki jih imamo v mislih. Od začetka še na miru ima naš gaz prostornino v_1 , tisk p_1 in temperaturo t_1 ; jame pa razstezevati se pri manjšem, zunanjem tisku p_1^1 . Raztezuje naj se sploh do prostornine v ; tu pa naj se ostanovi ali zapre se posoda, ter naj ima lastni tisk p in temperaturo t ko pride na mir pri ti stopinji.

Ako poznamo postavo neobračljive poti dhe ali $p^1 = \psi(v)$ in prvo in zadnjo temperaturo vemo da je

$$A Q^1 = Ac(t - t_1) + \int_{v_1}^{v_1} p dv.$$

Ker pa pri tem stanu na miru sega tisk p do c , to je do tiste poti, po kateri hodi tisk pri obračljivih spremembah, pa valja postava

$$pv = R(a + t),$$

tedaj je nam mogoče preračunati temperaturo t sploh ako poznamo p in v na ti stopinji, tedaj je tudi mogoče določevati drugi ud zgornje enačbe ali

$$U_2 - U_1 = Ac(t - t_1).$$

Ako pa na splošni stopinji pri v hočemo poznati p , ne ostavlja je gaz od stopinje do stopinje, je treba poznati pot acb ali $p = \varphi(v)$.

Ako tedaj hočemo določevati po zgornji enačbi gorkoto Q^1 , ki jo zrak potrebuje na neobračljivi poti, tinja prvi ud na desni strani da moramo poznati postavo obračljive poti $p = \varphi(v)$. Kadar tedaj poznamo obe poti acb in dhe utegnemo določiti gorkoto Q^1 , ktero potrebuje zrak na poti dhe da pride

iz prvega stana (p_1, c_1, t_1) do zadnjega (p_2, c_2, t_2). Pri obračljivih spremembah se ne določuje samo prvi ud desne strani po postavi $p = \varphi(v)$ ali po kurvi acb ampak tudi drugi ud, ker po postavi $p = \varphi(v)$ se zve tisk vsake stopinje. Ako tedaj vzamemo $p' = p$, spremenimo neobračljive spremembe v obračljive, ter vidimo da pri obračljivih spremembah spada tukajšnja tiskova pot dhe z potjo acb , tedaj pri obračljivih k določevanju gorkote Q ni treba paziti na drugega kot na eno obračljivo pot.

Določevanje vrednosti integrala

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

pri neobračljivih spremembah. Dosledno zgornje enačbe AQ' velja tudi njen diferencial

$$AdQ' = dU + p'dv.$$

To enačbo prestavimo v drugo priložno obliko ako pristavimo $+ p'dv = p'dv$, ter je

$$A \cdot dQ' = (dU + p'dv) + (p' - p)dv;$$

o ti enačbi pa vemo od prvega zaključenoga dela desne strani da pomeni pri obračljivih potih

$$A \cdot dQ = dU + p'dv,$$

tedaj velja tukaj pri neobračljivih spremembah enačba

$$A \cdot dQ' = A \cdot dQ + (p' - p)dv.$$

Ako zadnjo enačbo na obeh straneh dividiramo z absolutno temperaturo T pa dobimo

$$A \cdot \frac{dQ'}{T} = A \cdot \frac{dQ}{T} + \frac{(p' - p)}{T} \cdot dv.$$

Ako integravimo in se spomnemo, da je $\int_{v_1, p_1}^{v_2, p_2} \frac{dQ}{T} = + Z$ stano-

novitna množina za vsakteri gorkotni prestop iz prvega stanu (v_1, p_1) do drugega (v_2, p_2), pa imamo

$$A \cdot \int_{v_1, p_1}^{v_2, p_2} \frac{dQ'}{T} = + A \cdot Z + \int_{v_1, p_1}^{v_2, p_2} \frac{p' - p}{T} \cdot dv;$$

ker je pa v zadnjem integralu $p^1 < p$ je njegov znesek vedno negativen, tedaj je vedno

$$\int_{v_1 p_1}^{v_2 p_2} \frac{dQ^1}{T} < Z,$$

tedaj ima ta Clausijev integral pri neobračljivih spremembah manjšo vrednost pri istem prestopu iz prvega stanu (v_1, p_1) do kakega drugega stanu (v_2, p_2); in ker se negativni znesek zgorej ravna po ostanku ($p^1 - p$) spoznamo tudi, da se znesek tega integrala tudi spreminja z zunanjem tiskom p^1 , tedaj ni stanovitni.

Kadar pa se povrne truplo na koncu gorkotnih sprememb popolnoma v svoj prvi stan (v_1, p_1, t_1), pa vemo da je znesek $Z = 0$, tadaj velja o tem naklonu pri neobračljivih spremembah

$$\int_{v_1 p_1}^{v_1 p_1} \frac{dQ^1}{T} < 0,$$

ter je njegov znesek neka negativna množina $-N$ ali

$$\int_{v_1 p}^{v_1 p_1} \frac{dQ_1}{T} = -N.$$

Naloga. Mi imamo, v izgled, kilogram zraka v posodi. Od začetka še na miru ima znani stan (v_1, p_1, t_1); pri raztezanji pa se spreminja po adiabatni poti premagovaje zunanji stanovitni tisk p^1 . Prašanje, v katerem stanu (v_2, p_2, t_2) pride na koncu na mir, ako se razstezuje do znane prostornine v_2 ali do znanega tiska p_2 , ki ga ima ko pride na mir?

Na adiabatni poti je $Q^1 = 0$, ter izhaja iz (12) enačbe oblika

$$0 = Ac(t_2 - t_1) + \int_{v_1}^{v_2} p^1 dv, \text{ ter je}$$

opravljeno zunanje delo $L^1 = p_1 \int_{v_1}^{v_2} dv$ ker p^1 stanovitni tisk, tedaj

$$L^1 = p^1 (v_2 - v_1) = Ac(t_1 - t_2).$$

Kadar poznamo prostornino v_2 , do ktere se razstezuje, dobimo iz te enačbe končno temperaturo t_2 ko pride na mir, namreč

$$t_2 = t_1 - \frac{p^1}{Ac} \cdot (v_2 - v_1).$$

Ker je pa t_2 končna temperatura ko je gaz na miru, je pa $p_2^1 = p_2$ ter

$$p_2 v_2 = R(a + t_2),$$

ako se porabi zgornji znesek t_2 dobemo

$$p_2 = \frac{R}{v_2} \left[a + t_1 + \frac{p^1}{Ac} (v_2 - v_1) \right],$$

ker pa je od začetka ko je gaz še na miru

$$p_1 v_1 = R(a + t_1)$$

in ker je

$$R = Ac(z-1),$$

je pa znesek p_2

$$p_2 = \frac{1}{v_2} \left[p_1 v_1 + (z-1) p^1 (v_2 - v_1) \right].$$

Kadar pa poznamo tisk p_2 ko pride z konca na mir, nepa zadnje prostornine v_2 , se pa preračuni temperatura v zadnjem stanu po enačbi, ki velja za končni mirni stan:

$$p_2 v_2 = R(a + t_2),$$

ter je

$$t_2 = \frac{p_2 v_2}{R} - a.$$

Prostornina v_2 v zadnjem stanu se pa preračuni iz zgornje oblike

$$p_2 = \frac{1}{v_2} \left[p_1 v_1 + (z-1) p^1 (v_2 - v_1) \right],$$

ker so v ti enačbi vse množine znane razun končne prostornine v_2 , se dobi znesek v_2 po enačbi

$$v_2 = v \cdot \frac{p_1 + p^1(z-1)}{p_2 + p^1(z-1)}.$$

Zdaj se utegne dobiti zunanje delo L' tudi v drugem naklonu, ko prostornina v_2 nam ni znana preden se ne preračuni po zadnji enačbi. Z pomočjo zadnje enačbe se preračuni delo L' po obliki

$$L' = p^1(v_2 - v_1) = p^1 v_1 \cdot \frac{p_1 - p_2}{p_2 + p^1(z-1)}.$$

Zunanje delo pa se tudi preračuni po ostanku končnih temperatur, namreč

$$L' = Ac(t_1 - t_2)$$

in sicer takrat kadar vemo poprej preračuniti t_2 . Ako postavimo v enačbo

$$t_2 = t_1 - \frac{p^1}{Ac}(v_2 - v_1)$$

obliko za v_2 , se pa najde enačba zadnje temperature

$$(t_2 = t_1 - \frac{p^1}{Ac} \cdot \frac{v_1(p_1 - p_2)}{p_2 + p^1(x-1)}).$$

Ako se gaz tako dolgo razstzuje pri stanovitem zunanjem tisku p^1 , da njegov lastni tisk p_2 , ki ga dobi, ko na koncu sprememb postane mir, je enako močan, ali $p_2 = p^1$, se pa spremeni oblika zunanjega dela, ter je na ti meji opravljeno zunajno delo:

$$L' = v_1 \cdot \frac{p_1 - p_2}{x}.$$

Ker pa je zdaj tudi

$$L' = p_2(v_2 - v_1),$$

je tudi

$$v_1 \cdot \frac{p_1 - p_2}{x} = p_2(v_2 - v_1),$$

ter se dobi v tem naklonu primera razstezanja $\frac{v_2}{v_1}$, in sicer:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1 + p_2(x-1)}{xp_2}.$$

1. Izgled. Naj bo kilogram zraka zaprt v votlem valarji, naj ima od začetka $t_1 = 30^\circ C$ in $p_1 = 1.5 \times 10334$ kilogramov. Pri razstezevanji po adiabatčni poti naj premaguje tisk zunanjega zraku ali tisk ene atmosfere, ali $p^1 = 1 \times 10334$ kilogramov; ter naj se tako dolgo razstzuje da dobi na koncu lastni tisk p_2 , ki je enak zunanjemu tisku p^1 , to je $p_2 = p^1 = 10334$ kilogramov.

Primer a zadnje prostornine v_2 k prvi v_1 znese

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1 + p_2(x-1)}{xp_2} = \frac{1.5 \times 10334 + 10334 \times 0.41}{1.41 \times 10334} = 1.355$$

Zadnja njegova temperatura t_2 pa

$$t_2 = \frac{p_2 v_2}{R} - a,$$

ker pa je $R = \frac{p_1 v_1}{a + t_1}$, ter

$$t_2 = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{v_2}{v_1} (a + t_1) - a,$$

tedaj

$$t = \frac{10334}{1.5 \times 10334} \cdot 1.355 (273 + 30) - 273 = 0.63^\circ \text{C}.$$

Na ti poti pa je zrak raztezavaje se opravil zunanje delo

$$L^1 = v_1 \cdot \frac{p_1 - p_2}{z} = \frac{R(a + t_1)}{p_1} \cdot \frac{p_1 - p_2}{z},$$

to je

$$L^1 = \frac{29 \cdot 272 (273 + 30)}{1.5 \times 10334} \cdot \frac{1.5 \times 10334 - 10334}{1.41} = 2096.8 \text{ kilogram-mt.}$$

2. Izgled. Kilogram zraka ima od začetka znan stan (v_1, p_1, t_1); naj se razprostira po adiabatčni poti do zadnje prostornine v_2 , pa naj ne premaguje nobenega zunanjega tiska, ali $p^1 = 0$. Prašanje, kakošen stan dobi pri končni prostornini v_2 ko pride na mir?

V tem izgledu je $Q^1 = 0$ in $p^1 = 0$, ter izhaja iz enačbe

$$AQ^1 = Ac(t_2 - t_1) + \int_{v_1}^{v_2} p^1 dv$$

znesek

$$Ac(t_2 - t_1) = 0,$$

ter je

$$t_2 = t_1.$$

Čez ki se razstezuje brez da bi se mu dajalo ili jemalo kaj gorkote in brez da bi premagoval kaj zunanjega tiska, dobi na koncu ko pride na mir zopet svojo temperaturo, ki jo je imel od začetka. To se godi v našem zgornem izgledu pri podobi 13.

Zadnja prostornina se dobava po enačbi

$$v_2 = v_1 \cdot \frac{p_1 + p^1(z^{-1})}{p_2 + p^1(z^{-1})};$$

ker je tukaj $p^1 = 0$, je

$$v_2 = v_1 \cdot \frac{p_1}{p_2}.$$

Ker pa smo si mislili da je nam znana zadnja prostornina v_2 , nam daje ta enačba zadnji tisk

$$p_2 = p_1 \cdot \frac{v_1}{v_2}.$$

Znesek zadnjega tiska p_2 pa izhaja tudi naravnost iz Mariottove in Gay-Lussacove postave, ker po tej postavi veljate enačbi, in sicer od začetka

$$p_1 v_1 = R(a + t_1),$$

na koncu pa

$$p_2 v_2 = R(a + t_2).$$

V našem izgledu je pa $t_2 = t_1$ tedaj mora veljati tukaj $p_1 v_1 = p_2 v_2$; in iz te enačbe izhaja tudi zgornji znesek p_2 .

Izkušnje, po katerih je posnet naš izgled, je napravljaj Anglež Joule. Vzel je posodi z neproduhljivimi stenami, kateri ste bili z cevjo v zvezi; cev pa je bila čepom zaprta dokler je bilo treba. Natlačil je eno posodo z zrakom, drugo pa je izpraznil kolikor se je dalo, da ni bilo zraka v njej. Posodi ste bili bakreni in stali ste v nekej veči z vodo naliti posodi, katera se je imenovala: Kalorimeter ali gorkotomer. Kalorimeter ima v sebi zvagano množino vodé in termometer. Ako ima kalorimeter M kilogramov vodé in ako termometer priča, da se je njena temperatura za t Celzijevih stopinj pomnožila, je Mt znesek gorkote, katero je prejela voda v kalorimetru. Ker ste Joulevi posodi za zrak bakreni in bakro hitro prejmlje in oddaja gorkoto, bi se po kalorimetru spoznala vsaktera sprememba gorkote, katera bi se pripetela v bakrenih posodah.

Opazoval je Joule temperaturo v kalorimetru dokler ste bili bakreni posodi ločeni ena od druge z zaprtim čepom, potem je odpal čep, da je natlačeni zrak razprostiral se po obeh posodah, ter je opazoval zopet temperaturo v kalorimetru in prepričal se je, da je temperatura na zadnje ostala tista kakor je bila od začetka.

Jouleova izkušnja potrjuje tedaj nasledek našega računjenja, da ima zrak, kateri se razteza po prostoru, kjer se mu ne ostavlja nobeden ptuji zunanji tisk, na koncu svoje spremembe ko pride na mir zopet svojo temperaturo, kojoj je imal od začetka, ako med svoje spremembo ni dobival in ne odajal gorkote.

Postave, po katerih se iztekajo tekoča trupla, posebno pa zrakovi iz odprtih posod.

Vzemimo si v mislih dve posodi (*pod.* 16), večo $ABCD$ in manjšo $abcd$. Manjša posoda tiči kakor čep v večji, katera je pri ab od-

prta. Obe posudi pa naj imate kaj lahko premakljiva dna AD in cd , z katerimi ste neproduhljivo zaprti. Na oba dna naj se opira od zunaj tisk, kateri ima pri dnu AD do enote njegove plani moč p , pri dnu cd pa moč p_1 ; in sicer naj bo tisk p večji kot tisk p_1 .

Ker v večji posodi $ABCD$ zrak ali tekoče truplo sploh trpi večji tisk kot v manjši pristavljeni posodi $abcd$, jame zrak pretakati se iz večje posode v manjšo. Da pri pretakanji ostane moč, ki žene zrak iz ene posode v drugo vedno enako veliko, naj ste dna AD in cd pregibljiva, tako da se brez ostavljanja premakujete pred večjo močjo, tedaj se bodeite zmiraj tako premakovali, da bo tisk na njene zunanje in notranje strani enako velik. Ker pa sta zunanja tiska p in p_1 vedno enako velika, ostaneta tudi notranja tiska v obeh posodah med pretakanjem enaka; tedaj se pretaka zrak vedno v eno mero.

Oglejmo si moči med enakomernim pretakanjem, pa dobimo matematično zvezo med hitrostjo z katero se iztaka tekoče truplo, in med tiskoma, ki sta oznak da se truplo pretaka.

Tisk p , kateri je pretegnil pah AD do MN naprej je storil pot $s = AM$. Ker pa se delo, ki se je pri tem opravilo, meri po produktu iz moči ali tiska in iz poti, tedaj je storil tisk na tej poti delo $= pf.s$; pf zatoraj, ker je treba poračuniti ves tisk na dno AD , p pa je tisk samo do enote plani AD , katero naznamnujemo tukaj z črko f . To delo se je preneslo na zrak v posodi.

V tistem času pa je pah cd v predstavljeni posodi odmaknil se do mn , ter je storil pot $dm = s_1$. Na ti poti pa je premagoval se zunanji tisk $p_1 f_1$, ako pomeni f_1 plan cd , tedaj je na ti poti opravil notrajni zrak delo $= p_1 f_1 . s_1$, katerega je prenesel s pahom do zunanjega prostora.

Ako se vzame od dela $l = pf.s$, katerega je tekoče truplo o posodi prejelo od zunaj, tisto delo $l_1 = p_1 f_1 s_1$, katerega je opravil notrajni zrak v pristavljeni posodi, se dobi delo L_1 kar ga je ostalo notranjemu tekočemu zraku, in sicer

$$L_1 = pf.s - p_1 f_1 s_1$$

Iz dela L se dela gibanje tekočega trupla in hitrost njegova, z katero se iztaka iz luknje ab .

Naj pomeni črka v prostornino enega kilograma tekočega trupla v veliki posodi v_1 pa prostornino njegovo v pristavljeni posodi;

*

ako se je pretočilo ravno en kilogram trupla iz posode v posodo, je pa $fs = v$ in $f_1 s_1 = v_1$, tedaj je zdaj

$$L_1 = pv - p_1 v_1$$

To je znesek tistega dela, ki ostane dosled stanovitnega razločka med tiskoma p in p_1 vsakemu kilogramu notranjega zraku in ki dela, da se iztaka z gotovo hitrostjo

To delo pa ne daje vse tiste moči, z katero se iztaka truplo. Zrak, kateri se pomika iz velike posode proti manjši, prihaja izpod večjega tiska p pod manjši tisk p_1 ter se razteza. Ker se pa njegovemu raztezanju v veliki posodi vstavlja tisk p , mora opravljati delo da se more raztezati. Ako se raztegne prostornina kilogramova za diferencial dv , se opravi odlomek ali diferencial dela $= p dv$. Ker pa se spreminja prostornina v do v_1 , je treba soštevati vse take odlomke od začetne prostornine v do končne v_1 , in to se soštevata

po integrovanji, ter je znesek tega dela $= \int_v^{v_1} p dv$.

Celo delo L , ki ga predobuje kilogram iztekajočega trupla od prvega tiska p in od lastnega razstezanja, ima tedaj vrednost sledečo

$$L = pv - p_1 v_1 + \int_v^{v_1} p dv$$

Iz tega dela se pa dela hitrost u , z katero se iztaka en kilogram tekočega trupla. Poziraje se na zakon, kateri uči da se ohrana delo, spoznamo da mora vsak kilogram tekočega trupla imeti v sebi delo L . Delo pa ki ga ima tekoče truplo v sebi, se meri z njegovo živo močjo, katera ni drugega kot polovica produkta iz množine njegove materije (tvarine) M in iz kvadrata njegove hitrosti, to je $= \frac{Mu^2}{2}$. Množina truplove materije pa se meri po njegovi teži

Q in po zemski akceleraciji g , in sicer je $\frac{Q}{g}$ ker je tukaj $Q = 1$ kilogram, je tedaj tudi

$$L = \frac{u^2}{2g}$$

Po omenjenem zakonu pa mora delo, kega ima kilogram iztekajočega trupla v sebi enako biti tistemu delu, katero se mu je podelilo, ter je

$$\frac{u^2}{2g} = pv - p_1 v_1 + \int_v^{v_1} p dv.$$

Diferencijal zadnje enačbe se piše

$$d\left(\frac{u^2}{2g}\right) = -d(pv) + p dv,$$

ker je

$$\int_v^{v_1} d(pv) = p_1 v_1 - pv.$$

Tedaj tudi

$$d\left(\frac{u^2}{2g}\right) = -v dp.$$

Ako pomeni s specifična teža ali število kilogramov, ki jih vaga vsaka enota prostornine v , je $vs = 1$ in $v = \frac{1}{s}$, tedaj tudi znana hidrodinamična enačba

$$d\left(\frac{u^2}{2g}\right) = -\frac{dp}{s}.$$

Ko bi hoteli določiti hitrost u , z katero se izteka tekoče truplo iz posode, bi bilo treba iskati integrala zadnje enačbe

$$\frac{u^2}{2g} = - \int v dp;$$

vrednosti tega integrala pa ni moč pozvedeti predno se pozna postava $p = \varphi(v)$, kako se spreminja prostornina s s tiskom na poti p^0 , sploh ni moč določiti tega integrala.

Ker pa zadeva spremembe tiska in prostornine ali $p = \varphi(v)$ je toliko gotovo, da se ravnaajo te spremembe po tisti postavi, po kateri se tekočemu trupu na njegovi poti proti iztoku gorkota daje ali pa jemlje. Po tej nam znani postavi pa velja

$$A \cdot dQ = dU + p dv,$$

ako pomeni dQ diferencijal gorkote, katera se je dodala ali odvzela, dU notranje, $p dv$ pa zunanje delo kakega trupla sploh. Ako poišemo iz te enačbe znesek in ga postavimo v enačbo

$$d\left(\frac{u^2}{2g}\right) = -d(pv) + p dv,$$

dobimo diferencijalno enačbo, katera velja za vsakere točke trupla:

$$d\left(\frac{u^2}{2g}\right) = -d(pv) - dU + A \cdot dQ.$$

Gledé na zračne trupla je treba zadnjo enačbo spraviti pod drugo pripravnější obliko ali transformirati jo za gaze.

Preden pa delamo tranzformacijo bo hasljivo premisliti ali se da v natori izpolniti ali ne vse to kar smo zgoraj mislili si od zunajnjega in notranjega tiska v naših posodah, ker mi smo si vzeli na pomoč nalašč tako napravo, ki se matematični razvitvi naj bolje prilega

V djavnem življenji je pristavljena posoda večí del tudi velika; v tistem naklonu ko se truplo iztaka v zunanji z zrakom napolnjen prostor je gotovo zunanji tisk p_1 nespremenljiv, kakor smo si ga domišljavali. Večidel pa zunanji tisk ni edini z tiskom pri luknji, iz katere teče truplo; samo pri kapljinah, katere se zadržé v djavnem življenji kakor nesostisljive trupla, se spolnuje naše domišljenje popólnoma. Izkušnje, ki su se storile pri iztakovanji vodenih soparjev pa učé, da sega p_1 iz pristavljene posode blizo tje do stene, iz katere tekó. Ako tedaj jemljemo tisk p_1 iz pristavljene posode v naše račune, dobimo hitrost iztoka za tisti kraj do katerega sega tisk pristavljene posode, ne pa prav za kraj kjer je luknja v steni.

Ker zadeva transformacijo je treba spomniti se na enačbe, katere smo že najdili pri zračnih truplih, namreč

$$dU = Ac \cdot dt \text{ in } pv = R(a + t),$$

$$\text{tedaj} \quad d(pv) = Rdt$$

in pa

$$A = R \cdot \frac{1}{C - c},$$

$$\text{tedaj} \quad R = Ac(x - 1) \text{ in } R + Ac = Acx.$$

Ako postavimo znesek za dU v poprejšno enačbo, dobimo

$$d\left(\frac{u^2}{2g}\right) = -Rdt - Acdt + AdQ$$

ali

$$d\left(\frac{u^2}{2g}\right) = -Acx \cdot dt + AcQ.$$

Kar zadeva dQ , poznamo že več enačeb, po katerih se določuje njegov znesek.

Preiskovanje o tistem posebnem naklonu, kadar zračno truplo, ki se iztaka iz kake posode ne pridobuje in zgubuje nobene gorkote.

V tem naklonu je stanovitna množina njegove lastne gorkote, tedaj je odlomek njene spremembe ali diferencial $dQ = 0$; tedaj izhaja posebna enačba

$$d\left(\frac{u^2}{g^2}\right) = -\kappa Ac \cdot dt.$$

Vzemimo na pomoč zgoraj spoznano enačbo

$$dQ = \frac{c}{R} \cdot (\kappa p dv + v dp)$$

Po ti enačbi smo zgoraj določili bili tudi tiste temperaturne spremembe, ki se vrsté ko je $dQ = 0$ ali kadar gredo spremembe po adiabatni poti. Bilo je

$$\frac{a+t_1}{a+t} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}},$$

ako v našem predmetu pomeni $a+t$ absolutno temperaturo v glavni z gazom napolnjeni posodi, $a+t_1 = T_1$ pa v pristavljeni posedi. Tedaj je

$$T_1 = T \cdot \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}.$$

Integrovaje zgorno diferencialno enačbo med mejami T in T_1 dobimo hitrost u s katero teče zračno truplo iz posode, in sicer

$$\frac{u^2}{2g} = -\kappa Ac \int_T^{T_1} dt = \kappa Ac (T - T_1)$$

Ako vstavimo mesto T_1 zgornji znesek njeni in vzamemo drugo korenino, je pa

$$u = \sqrt{2g\kappa Ac T \left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}.$$

To obliko za hitrost, z katero se iztekajo tekoče trupla iz posod je prvi najdil Weisbach.¹

¹Weisbach. Ingenieur- und Maschinen-Mechanik 3. Auflage Bd. 1. p. 821. Braunschweig 1855.

Z pomočjo poprejšnega matematičnega razvijanja je pa nam mogoče, dajati odgovor tudi na vsaktere druge oprašanja, katere zadavajo iztok zračnih trupel.

Dobi se n. pr. zniževanje temperature na poti iz glavne posode poleg iztoka po zgornji enačbi, ki ima v sebi $(T - T_1)$, in sicer je

$$T - T_1 = \frac{u^2}{2gzAc}.$$

Ravno tako lahko pozvemo, koliko vaga gaz, kar ga izteče iz posode vsako sekundo. Naj pomeni M_1 število kilogramov, kolikor vaga, v_1 pa prostornino vsakega kilograma, tedaj je po prostoru zmerjenega iztekla se vsako sekundo množina $= M_1 v_1$. Naj meri odperta plan v steni, kjer se izteka, b kvadratnih metrov, in hitrost naj bo u metrov velika, je pa množina, ki izteče vsako sekundo tudi $= b_1 u$; tedaj je

$$M_1 v_1 = bu \text{ in } M_1 = \frac{bu}{v_1}.$$

Ko bi ne poznali prostornine v_1 , jo lahko dobimo s pomočjo Mariotteve in Gay-Lussacove postave, zarad te je namreč

$$p_1 v_1 = RT_1,$$

tedaj

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1}.$$

Utegne pa se tudi prašati po temperaturi, katero ima iztočen zrak ko pride na mir v pristavljeni posodi, in sicer v tistem naklonu, kadar je pri iztakovanji zunanji tisk p_1 stanovitven.

Ako ravno imamo tisti naklon v premišljevanji, pri katerem zračno truplo iztakajoče se ne pridobi ptuje gorkote in tudi svoje ne zgubi, vunder le se spominja njegova lastna gorkota in temperatura. Pri iztakovanji ima vsak kilogram zračnega trupla živo moč $= \frac{u^2}{2g}$ v sebi. Ko se po iztoku pomiruje iztočen zrak se pa razdeli ta živa moč, ki je poprej delala tok, med posamezne trohince, ter pomnoži temperaturo kakor ko se mehanično delo $\frac{u^2}{2g}$ spremeni v gorkoto. Vsled tega se spremeni zunanja temperatura, ter mesto T_1 pride T_2 na dan.

Ako pa hoče temperatura vsacega kilograma povzdigniti se $T_2 - T_1$ stopinj, je treba vsakemu kilogramu gotove gorkote Q . Ako pomeni C specifično gorkoto pri stanovitnem tisku, se dobi Q

$$Q = C(T_2 - T_1) = \alpha c(T_2 - T_1).$$

Je pa

$$A \cdot Q = \frac{u^2}{2g},$$

ker se spreminja živa moč $\frac{u^2}{2g}$ v gorkoto Q po mehanični meri, po kateri znaša vsaka edina gorkote $A = 424$ kilogramo-metrov. Ako se iz zadnje enačbe vzame znesek Q in postavi se v prejšno, se dobi

$$T_2 - T_1 = \frac{u^2}{2gxAc};$$

zgoraj pa je bilo

$$T - T_1 = \frac{u^2}{2gxAc},$$

toraj je

$$T_2 = T.$$

Ako se tedaj pretaka zračno truplo iz posode v posodo in sicer pri taki napravi, pri kateri se ohrani ves čas, dokle se iztaka, v obeh posodah tisti tisk, ki je koj od začetka napravil se, in ako iztakajoči gaz ne pridobi ptuje gorkote, pa tudi svoje zgubi, ima iztočen zrak na konci spremembe ko pride na mir v pristanavljeni posodi ravno tisto temperaturo, kot jo je imel v prvi posodi.

V tekočem zraku je temperatura T_1 vedno manjši kot v prvi glavni posodi, ker je sledeči ostanek vedno pozitiven

$$T - T_1 = \frac{u^2}{2gxAc};$$

tedaj kaže termometer, s katerim se oglednje temperatura pri iztoku, nižji stopinjo kakor termometer, kateri je posajen v prvo glavno posodo.

Gledè prostornine pa ona na koncu spremembe ni v_1 kakor je postavljena zgoraj ampak v_2 , ker se spreminja z temperaturo in s tiskom. Ko bi bil zunanji tisk notranjemu enak, bi morala prostornina v_2 tudi biti enaka prvi prostornini v kakor v glavni posodi, ker je zadnja temperatura v našem naklonu prvi enaka. Zunanji tisk pa mora biti vedno manjši kot notranji, če hoče zrak iztakati se, ker ko bi bila notranji in zunanji tisk enaka si, t. j. $p = p_1$, ne bi dobil zrak v glavni posodi nobene hitrosti, ker v tem naklonu izhaja iz glavne enačbe za njegovo hitrost znesek $u = 0$. Ko bi pa zunanji tisk večji postal kot no-

tranji pa izhaja iz ravno tiste enačbe $u \dots$ negativnomu znesku, t. j. zrak bi se ne iztakal iz prve posode, ampak iz pristavljene posode v prvo nazaj.

V tem naklonu ko je $T_2 = T$ se dobi končna prostornina v_2 vsacega kilograma zraka kakor je zgoraj rečeno iz enačbe

$$p_1 v_2 = RT$$

in sicer

$$v_2 = \frac{RT}{p_1}.$$

Primerjavanje tukajšnjih teoretičnih nasledkov z izskušnjami dejavnega življenja.

Izkušnje kažejo, da hitrost u in množina M_1 iztečenega zraka vselej nekaj manj zneseta kot teoretični njihovi zneski. Pri rabi v dejavnem življenji je popravljati ali korigovati teoretične zneske s pomočjo gotovih izkušenj, katere so storjene pri enacih napravah kakor so te, za katere mislimo korigovati teoretične zneske. Korektura je večidel naznanjena z številko, katera pové koliko stotin ali procentov od teoretičnega zneska pride v dejavnem življenji na dan; ter se pristavlja število procentov teoretičnemu znesku.

Kadar se iztaka po kratkih čepih, se prikaže vselej nekaj zgube pri hitrosti, ter je resnična hitrost u_1 manjši kot teoretična u . Ako pomeni μ število procentov kar jih od teoretične hitrosti pri rabi pride na dan, je pa

$$u_1 = \mu u, \text{ kjer je } \mu < 1.$$

Imenuje pa se μ še posebno: hitrostna korektura ali hitrostni koeficient.

Kjer pa se zgublje hitrost, tam je tudi zguba žive moči ali dela; tedaj se po razumku dejavne mehanike (v resnici ne) zgubi pri iztoku delo

$$l = \frac{u^2 - u_1^2}{2g} = (1 - \mu^2) \cdot \frac{u^2}{2g}.$$

To delo, ki je na videz zgubljeno v resnici pa ne, se potrafi nad zaverami, katere se vstavljajo toku, bodi si v steni, kjer je luknja ali pa po cevi, po kateri se iztakajo. V resnici se pa to delo spremeni v gorkoto, kakor nas uči mehanična teorija o gorkoti. Ker pa so trohince tekočega trupla sila gibčne, se sme trditi, da vzamejo s saboj vso tisto gorkoto, ki se napravlja iz zgublje-

nega dela. Te misli nas vodijo k spoznanju resničnega nasledka pri iztoku:

„Delo, katero se potratí na videz nad zaverami, ki se vstavlja v vsakteromu iztoku, v resnici ne gre v zguho, temveč se ohrani vsled glavnega zakona ki uči ohranitev moči, ter se spremeni v nevidno prikazen, katero poznamo kot gorkoto. Pri iztokih se tedaj spreminja vidijoče delo deloma v nevidno delo ali v molekularno ali trohinjsko gibanje, katero se nam ne razodeva več kot navadno delo, ampak kot gorkota.

Hitrost takova je tedaj v resnici

$$u = \mu \cdot \sqrt{2gxAcT \left[1 - \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{z-1}{z}} \right]};$$

ter tudi prava temperatura pri iztoku ni T_1 ampak T_1^1 , in sicer

$$T - T_1^1 = \frac{u_1^2}{2gAc},$$

tedaj je znesek

$$T_1^1 = T - \frac{\mu^2 u^2}{2gxAc}.$$

Zraven hitrostne korekture μ je pa treba tudi še druge poprave, katera znižuje teoretični znesek množine tekučega trupla ker se ga bi imalo iztočiti vsako sekundo. Kakor se voda blizu pred luknjo, iz katere teče, nekaj skrči ali kontrahira, kakor da bi luknja bila ožji kot je v resnici, enako se skrči vsakteri curek naj bo voden ali pa gazov, ter se iztoči v sekundi manjši trupla kot kaže teoretični znesek. Ako pomeni z število procentov kar se jih vsako sekundo od zgornje množine M_1 v resnici izteče je zM_1 resnična množina, ki se izteče v sekundi; postavimo za njo M_1^1 , ter je

$$M_1^1 = zM_1 = \frac{z\mu bu}{v_1},$$

kjer pomeni

$$v_1 = \frac{RT_1^1}{p_1}.$$

Tedaj se množina trupla ker se ga izteče vsako sekundo, dobiva po sledeči obliki

$$M_1^1 = z\mu \frac{bp_1}{RT_1^1} \cdot \sqrt{2gxAcT \left[1 - \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{z-1}{z}} \right]}.$$

Sostavljena poprava $\alpha\mu$ se imenuje iztokov koeficient. Gledè koeficienta μ in $\alpha\mu$ je naj važniši rabiti za-nja tiste izneske katere je Weisbach¹ našel po izkušnjah. Zraven teh pa priporočuje tudi popravki, katere je Grashof² pristavil Weisbachovim številam.

Poglavitni rezultati takih izkušenj obstoje v sledečem:

1) Ako se vzame čep za iztakanje, kateri je ravno tako prešenjen kakor tekoči curek, in kateri ima 10 milimetrov votline, in ako znaša razloček med tiskoma $p - p_1$ kakih 180 do 850 milimetrov, merjenih po barometru z živim srebrom; sta pa koeficienta

$$\alpha = 1, \text{ in } \mu = \alpha\mu = 0.981.$$

2) Ako teče gaz iz tanke stene zkozi okruglo luknjo, katere meri 10 do 24 milimetrov na širokost, in ako znaša razloček med tiskoma $p - p_1$ kakih 50 do 850 milimetrov, in ako se vzame $\mu = 0.98$, ima koeficient $\alpha\mu$ znesek

$$\alpha\mu = 0.555 \text{ do } 0.795,$$

in sicer raste znesek njegov ko raste razloček med tiskoma $p - p_1$.

3) Ako se pa gaz iztaka po kratki cilindrični cevi, katere meri 10 do 23 milimetrov na širokosi, in ako znaša razloček med tiskoma $p - p_1$ kakih 50 do 850^{mm}, imata pa koeficienta zneske

$$\mu = \alpha\mu = 0.737 \text{ do } 0.839.$$

Znamenito je zapaziti, da se nasled teh izkušenj popravljavni koeficientji za gaze ločijo kaj malo od tistih koeficientov, kateri se rabijo pri iztoku vodé.

Izgled. Naj se iztaka zrak iz take posode po gladkem čepu, kateri je ravno tako prešenjen, kakor tekoči curek, tisk ki žene notranji zrak iz posode v ozračje naj bo stanovit in znaša naj poldrugo atmosfero (t. j. $1\frac{1}{2}$ krat 10334 kilogramov do kvadratnega metra), zunanji tisk v ozračji pa ima eno atmosfero ali 10334 kilogramov do kvadratnoga metra. Temperatura v posodi, iz katere se iztaka zrak, naj ima $t = 30^\circ \text{ C.}$ stopinj ter je absolutna temperatura v posodi $T = 273 + 30 = 303^\circ \text{ C.}$

¹ Weisbach. Ingenieur- und Maschinen-Mechanik, Braunschweig 1863, 4. Auflage, Bd. 1, S. 280.

² Grashof. „Ueber die Bewegung der Gase im Becharrungszustande in Röhrenleitungen und Kanälen-Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure. Bd. 7. S. 352 und 280.

Ako hočemo pozvediti hitrost iztokovo, je treba preračunovati po sledečem redu

$$\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{z-1}{z}} = \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{0.41}{1.41}} = 0.88878;$$

$$\frac{u^2}{2g} = AczT(1 - 0.88878;$$

kjer pa je $A = 424$, $c = 0.16847$, $z = 1.41$, ter

$$\frac{u^2}{2g} = 3394.1 \text{ kilogram metrov,}$$

tedaj

$$u = \sqrt{2 \cdot 9.81 \cdot 3394.1} = 258 \text{ metrov;}$$

dalje je tukaj $u = 0.981$, tedaj

$$u_1 = pu = 0.981 \cdot 258 = 253 \text{ metrov.}$$

Tedaj znaša delavna ali živa moč vsakega kilograma zraku još pri iztoku

$$\frac{u_1^2}{2g} = \frac{253^2}{2 \cdot 9.81} = 3266.4 \text{ kilogram-metrov.}$$

Pri tem iztoku pa ima zrak, ki se iztaka nižji temperaturo, in ohladil se je do T_1

$$T_1 = T - \frac{u_1^2}{2g} \cdot \frac{1}{zAc} = 303 - \frac{3266.4}{Acz} = 270.57^\circ C.$$

Ker pa znaša $T_0 = 273$ ko se led dela, ali ko je zunanja navadna temperatura $0^\circ C$, je

$$T_1 = T_0 - 2.43^\circ C.$$

Po navadnem termometru znose tedaj njegova temperatura t_1

$$t_1 = -2.43^\circ C.$$

Zrak se je tedaj pri iztoku ohladil od $30^\circ C$. do $-2.43^\circ C$, tako da bi se ž njim utegnil led delati.

Množina, ki se izteče vsako sekundo, zmjera po teži, znaša pa

$$M'_1 = \alpha p \cdot \frac{bup_1}{RT_1},$$

tukaj pa je $\alpha = 1$, tedaj

$$M'_1 = 0.9816 \cdot \frac{258 \cdot 10334}{29 \cdot 27 \cdot 270.57} = 330.36 \text{ kilogramov.}$$

Ker je b število kvadratnih metrov, pomeni $\frac{M_1'}{b}$ tisto množino, katera bi se iztekla vsako sekundo iz luknje, ki meri en cel kvadratni meter, ta je

$$\frac{M_1'}{b} = 330.3 \text{ kilogramov.}$$

Kakor smo zgoraj slišali, dobi iztočeno truplo v tem naklonu ko pride na mir zopet svojo prvo temperaturo $t = 30^\circ\text{C}$. Ker ima zdaj vsak kilogram iztočenega zraka prostornino v_1

$$v_1 = \frac{R \cdot T_1'}{p_1} = \frac{RT}{p_1},$$

in ker je M_1' kilogramov vsako sekundo izteklo se, meri prostornina zraka ker se ga izteče vsako sekundo, $V_1 = v_1 \cdot M_1'$, tedaj je

$$V_1 = M_1' \cdot \frac{RT}{p_1} = 330.36 \cdot \frac{29.27.303}{10334} = 283.56 \text{ kubičnih metrov.}$$

Prostornina V , katero je imel ta zrak v posodi pod začetnim tiskom p , pa znaša dosled Mariotteve postave

$$V = \frac{p_1 V_1}{p} = \frac{2}{3} \cdot V_1,$$

tedaj

$$V = \frac{2}{3} \cdot 283.56 = 189.6 \text{ kubičnih metrov.}$$

Iz tega izgleda se lahko razvidi kake imenitnosti za dejavno življenje je preiskovanje o gibanji in o iztoku tekočih trupel. Naj omenjamo tukaj samo toliko, da so jeli obrtniki v zadnjih letih delati led z pomočjo zraka, kateri se ohladi, kakor uči naš izgled, ko se iztaka iz kake posode v prosto ozračje. Treba pa je opaziti, da se mora zrak poprej stlačiti v posodo, iz katere se hoče iztakati. Pri tlačenji pa se prestavi delo, s katerim se tlači v njegovo gorkoto, ter se s tlačenjem zgreva. Treba je tedaj ohladiti ga v stlačenem stanu predno se iztaka, ako hoče z poniževanjem temperature njegove pri iztoku doseči velik mrz, katerega meni kdo porabiti k ohladitvi vode, iz katere se ima led delati.

Postave, po katerih se iztaka zrak iz posode v posodo kadar se spreminja prostornina v posodah, temperatura pa ostane nepromenljiva.

Ko bi hoteli nalogo o pretakanji sploh rešiti, bi morali prašati po vsakterih spremembah, katere trpi zrak v prvi posodi in v pristav-

ljeni, ako se spreminja med iztakanjem prostornina v obeh posodah po gotovi postavi, ako opravlja med tem kaj zunanjega dela ali ga pa sprejemlje kaj od zunaj in ako se med iztokom posodama kaj gorkote dodaja ali pa odjemlje po ti ali uni postavi.

Kdor si pa prizadeva najdi tako splošno rešitev naloge, temu se hitro jameju vstavljeni zavere matematičnih opravkov, in kdor premaga vse te težavne pota mu doslej ni mogoče dobiti tako pripravnih matematičnih oblik, da bi mu dajala rada odgovor na praktične oprašanja, katere izvirajo iz potreb vsakdanjega življenja. Potrebami dejavnega življenja in obrtniških naprav se tedaj bolje prilega, preiskavati bolj razločne posebne naklone.

Iz tega vzroka hočemo poiskati odgovor na prašanje, katerega smo zgoraj na čelu tega oddelka postavili, ker s pomočjo tistih matematičnih oblik, k katerim nas bo ta pot pripeljala, utegnemo preračunovati delavno moč današnjih kaloričnih mašin, katere se opirajo na zakon Ericsoneve znanjbe in njegove kalorične mašine.

Vzemimo na pomoč k razlaganju pristavljeno podobo (p. 17). V ti podobi si imamo misliti votel valjar ali cilindar, CB je njegovo dno, A in B pa sta paha, katera ga zapirata neproduhljivo in se gladko sementertje gibljeta, kada jih tišči od ktere strani večja moč kot od druge. Notranji prostor od dna do paha A in prostor med pahoma AB je z zrakom napolnjen.

Oba paha imata na več krajih predrto steno, luknjice njene pa se zapirajo z zalopnicami (ventili) ali pa se odpirajo kakor je treba. Zunanji plah B opravlja sementertje gibaje se kako delo s svojo ročnico, katere pa v podobi ni viditi. Notranji pah pa prevažje zrak, ker ga pride od zunaj v prostor AB , iz tega prostora v prostor na levi strani, kjer si mesto dna utegnemo misliti razbeljeno steno kake peči.

V sledečem premišljevanji bomo tedaj imenovali pah B : delavni pah; pah A pa zrakosevajoči pah.

Zrak v prostoru ACD , ki ima višo gorkotno stopinjo T_1 , naj tehta Q_1 kilogramov, njegov tlak do enote plani naj bo p ; prostornina tega zraku pa naj bo v_1 . — Zrak v prostoru AB naj tehta Q_2 kilogramov, njegovi tlak do enote plani bo tudi p , ker zalopnica bi se odperla, ko bi na tej strani tlak bil večji kot na uni; njegova nižja temperatura naj bo T_2 , in prostornina kilograma tega zraka naj bo v_2 .

Pri taki osnovi bo tedaj vse na miru in ne bo se gibal delavni pah B ne sem in ne tje, ako pritiska ktera moč bodi od zunaj nasproti na pah B tako da trpi vsaka enota njegove plani tudi od zunaj tisti tlak p kot od znotraj.

Po tem ko je bilo vse na miru si pa premaknemo v mislih sesavni pah A nekaj silo malega na desno stran. Med pahama A in B vjeti zrak se stisno od tega premikanja, zadobi veči razstežljivo moč, ter si odpre zalopnico, in šine ga nekaj malega tje v prostornino ACD . Pri tem se naraste prejšna teža Q_1 tega zraku za kak diferencial dQ_1 . — Ker je pa množina zraku $= dQ_1$ prestopila iz hladnejega prostora v gorkeji prostor se pa nekaj raztegne, in sicer postane iz prostornine v_2 vsacega kilograma zdaj nova prostornina v_1 , tedaj naraste prostor vsacega kilograma po prestopu za $= v_1 - v_2$ kubičnih metrov. Ker pa je dQ_1 kilogramov prestopilo ga je pa zrak prestopaje narastel se za prostornino:

$$(v_1 - v_2) \cdot dQ_1.$$

Od tega da se prestopaje v gorkeji prostor naraša prostornina tega zraku, se pa razširja notranji prostor BCD , ter se odpahuje delavni pah B proči od peči CD . Ako je pah B poprej na oddaljenosti s od peči CD stal, se zdaj naraste ta oddaljenost za kaki diferencial ds , in sicer se odmakuje delavni pah toliko proti desni strani, da se veči notranji tlak zopet zmanjša do zunanega tlaku p .

Pri tem prestopanju hladnejega zraku v gorkeji prostor in pri odpahovanji delavnega plahu se pa odpahuje zunanji tlak p na dalost ds , ter se opravi nekaj zunanjega dela kaki diferencial dL . — Ako je f mera pahovš plani, je pa teža ali tlak, ki se premaguje prepahovaje $= fp$, ker vsaka enota plani trpi od zunaj tlak p . Ker pa se ta teža premaguje na poti dolgi $= ds$, se pa opravi to-le delo:

$$dL = pf \cdot ds.$$

V tej obliki pa pomeni $f \cdot ds$ koliko se je razširila notranja prostornina od zgretega zraku, tedaj je

$$f \cdot ds = (v_1 - v_2) dQ_1$$

tedaj

$$dL = p(v_1 - v_2) dQ_1.$$

Ker pa pri zraku velja Mariotte-va in Gay-Lussac-ova postava, je pa tudi

$$pv_1 = RT_1$$

in

$$pv_2 = TR_2$$

ter je dalje

$$dL = R(T_1 - T_2) dQ_1.$$

To je odlomek zunanjega dela, ktero se opravlja z delavnim pahom ko se zrak med notranjim sesajočim pahom in med vročo pečjo ogreva.

Zadnji enačbi pa utegnemo dati drugi bolj pripraven obraz. Pri tem ko se pretaka hladnejši zrak v gorkejši prostor se nespremenja teža zraku kar ga je v obeh prostorih med pahoma in med pečjo, tedaj je stanoviten znesek

$$Q_1 + Q_2 = k;$$

iz tega pa izhaja

$$dQ_1 = -dQ_2.$$

Ker notranji prostor valjarjast ali cilindrast, pa znaša prostor med pahoma A in B

$$f \cdot y = v_2 \cdot Q_2,$$

ako postavimo dolgost $AB = y$. — Iz te enačbe pa izvira

$$Q_2 = \frac{fy}{v_2},$$

in v pozoru na obliko Mariotte-ve in Gay-Lussac-ove postavbe

$$Q_2 = \frac{pfy}{RT_2}.$$

Tedaj pa je

$$dQ_2 = \frac{f}{RT_2} \cdot d(py),$$

ter tudi

$$dQ_1 = -\frac{f}{RT_2} \cdot d(py).$$

Ako postavimo ta znesek v zgornjo enačbo za delo dL , pa dobimo

$$dL = -f \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2} \cdot d(py).$$

Ako je od začetka, ko sta se jela gibati paha, sesajoči pah A stal na mestu a , delavni pah B pa na mestu b , prvi pri oddaljenosti x , od dna ali peči, drugi za y_1 daleč od tega prvega; v pričetnem stanu sesajoči pah stoji pri oddaljenosti x , delavni pah pa za y daleč od sesajočega; je pa sesajoči pah storil pot $x - x_1$, delavni pah pa pot $y - y_1$. Ako hočemo najti vse zunanje delo, kega

je opravil delavni pah na ti poti, je treba integrovati od perve do zadnje meje, ter je delo

$$L = -f \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2} \left(\int_{p_1 y_1}^{p y} d(p y) \right)$$

ali pa

$$L = -f \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2} \cdot (p y - p_1 y_1).$$

V tej obliki je naznanjeno vse tisto delo, kega je opravil delavni pah, ko je zunanji tlak premagovaje storil pot $y - y_1$.

Ako poznamo p_1 od začetka, je treba poiskati tudi tisti tlak p sploh, ki tiši na paha pri vsakteri stopinji x in y . Pri tej stopinji pa ima gorkeji zrak to-le prostornino

$$f \cdot x = v_1 \cdot Q_1,$$

hladneji zrak pa prostornino

$$f y = v_2 Q_2.$$

Naj tehtata gorkeji in hladnej zrak skupej Q kilogramov, je pa

$$Q = Q_1 + Q_2,$$

ter tudi

$$Q = \frac{f x}{v_1} + \frac{f y}{v_2}$$

ali pa v pozoru na Mariottevo in Gay-Lussacovo postavo

$$Q = \frac{p f x}{R T_1} + \frac{p f y}{R T_2}.$$

Od začetka pri pahovih stopinjah a in b pa imajo množine x , y in p svoje prve zneske x_1 , y_1 in p_1 , tedaj velja v pozoru na začetni stan

$$Q = \frac{p_1 f}{R} \left(\frac{x_1}{T_1} + \frac{y_1}{T_2} \right).$$

V zadnih dveh enačbah sta uda na levi strani enaka si, tedaj imate tudi obliki na desni strani enake vrednosti, t. j.

$$\frac{p f}{R} \left(\frac{x}{T_1} + \frac{y}{T_2} \right) = \frac{p_1 f}{R} \left(\frac{x_1}{T_1} + \frac{y_1}{T_2} \right).$$

Iz te enačbe se pa najde splošni znesek tlaka p pri vsakteri stopinji, in sicer

$$p = p_1 \left(\frac{x_1}{T_1} + \frac{y_1}{T_2} \right) : \left(\frac{x}{T_1} + \frac{y}{T_2} \right)$$

ali pa

$$p = \frac{\frac{x_1 T + y_1 T_1}{T_1 T_2}}{\frac{x T_2 + y T_1}{T_1 T_2}} = p_1 \cdot \frac{x_1 T_2 + y_1 T_1}{x T_2 + y T_1}.$$

Ta znesek imamo zdaj postaviti mesti p v zgornjo obliko zunanjega dela L , tu je delo

$$L = -fp_1 \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2} \left(y \cdot \frac{x_1 T_2 + y_1 T_1}{x T_2 + y T_1} - y_1 \right)$$

tedaj tudi

$$L = p_1 f(T_1 - T_2) \cdot \frac{xy_1 - yx_1}{xT_2 + yT_1}.$$

S pomočjo te oblike zunanjega dela, kega opravlja delavni pah premakovaje se, pa utegnemo preračunovati delavne moči današnjih mašin, ki opravljajo dela s pomočjo zgretega zraku. K temi mašinami se šteje posebno Ericson-ova mašina.

O Ericsonovi novi kalorični mašini in o njenem delu.

Na zgoraj razloženi zakon o delavni moči zgretega zraku se opira Ericsonova iznajdba. — Ko so se mašinarji prepričali kako grozno veliko gorkote se potratí z kurjavo po parnih mašinah, in kako malo tiste žive moči, kojo ima oglje ali kurjava sploh, se v resnici porabi k opravljanju hasljivega dela — ko so se prepričali koliko ognjene moči se pogubi pri mašinah z vodnimi soparji; so pa hiteli iskati drugih naprav, pri katerih bi se utegnili gorkotna moč boljše porabiti.

Pri navadnih parnih mašinah se pridobava moč iz razstežljive moči vodene pare. Predno se pa iz vode napravijo sopari, kateri močno pritiskajo na stene, je treba tudi vodo zgrevali in kuriti ji dokler se ne ogreje do tiste gorkotne stopinje, pri kateri ona izpuhtova v zaprtem prostoru v parni mašini. Mašinarji so tedaj uganjevali kako bi se davalo kaj kurjave obraniti. Ko bi mesti vode vzeli zrak in ga bi zaprli v kotel kakor je zaprt v valarji pri zgornem izgledu, bi pa ne potratilo se toliko gorkote, ker bi ne bilo treba ogrevati vodé. Zrak pa ogrevaje se hitro dobiva večo ekspansivno moč, ter razganja svoj prostor in ti opravlja dela, ko goni valarjev pah semtertje.

Mašine, ki jih goni raztežljivo moč zgretega zrakú, so znajdene okoli leta 1830, in sicer je leta 1827 John Stirling v Glasgow-u na Angleškem napravil prvo kalorično mašino; kapitan Ericson je šest let pozneje razodel svojo iznajetbo. Kakor z velikim veseljem so mašinarji sprejeli to iznajtbo, vender nova mašina ni zadoštevala njihovim potrebam.

Leta 1848 je Ericson že napravil boljšo osnovo, po kateri je bila izpeljana tista kalorična mašina, ktera se je leta 1851 na svetni razstavi v Londonu razkazovala ogledovalcem, ki so dohajali tje iz cele Evrope.

Leta 1853. je veslala prva morska barka po imenu „Ericson“ z kalorično mašino v Aleksandrijo. Akoravno je vse hvalilo novo osnovo, in akoravno se je pokurilo na poti veliko manj oglja kot se ga pokuri v parni mašini na tej poti, vunder je že sledeče leto odpravila se iz te barke Ericsonova mašina in mestí nje se je vpeljala parna mašina.

Akoravno zboljšana osnova prve velike Ericsonove mašine ni imela sreče v dejavnem življenji, pa iznajdljivec vendar ni obupal, temveč se je prepričal z računom, da se kalorična mašina ne prilega toliko velikim delom, katerim je treba toliko delavne moči, kolikor jo potrebujejo velike barke na morji, ampak da okolistave njene osnove tirjajo tako napravo, ki ne trpi velike moči, ktera pa pri svoji manjši moči utegne dobro delati.

Okoli leta 1860 je Ericson tedaj sestavil novo kalorično mašino, kakor jo nam kaže po zunanji podobi posneta podoba 18. Ta mašina nima več kot k večem tri do pet konjskih moči.

Pri svoji dandanašnji napravi obstoji kalorična mašina iz sledečih glavnih delov. VV_1 je močen votel valar, iz železa izlit, ki stoji na trdnem podnožji. Tega valjarja se drži na levi strani okruglasta peč P , ktera je z valarjem vred iz žela izlita kakor da bi bilo edino železno truplo. Na desni strani, kjer je valjar z pahom zaprt je pa videti več vodov kakor hl , kI itd. Z vodmi se prestavlja ravnoteško gibanje pahovo zročnico ki na veliki in težak gon G in na druge vrteče osi in kolesa s kterimi se opravljajo te ali une obrtniške dela. M pa je odsredivno ravvalo ali centrifugalni regulator, ktero odpira zgretemu in so stisnjenemu zraku zalopnico pri O da zrak vhaaja iz votline v dimnik Q , ako se primeri da zgreti zrak dela preveč moči in da gon in kolesa prehito tekó.

Veči del se videta dva dimnika pri tej mašini, katerih eden se drži peči ali ognjišča, ta vleče vedno zrak skozi kurjavo da bolje gori, vleče pa tudi ognjene gaze krog in krog peči in deloma krog valjarjeve votljine po cevi B , ktera sega od ognjišča krog in krog predno se sprijemlje z dimnikom. Drugi dimnik pa nima odvaževati dima ampak tisti zgreti zrak, kateri je opravil svoje delo, ko je pah od peči po valjarji do zunanjega konca pognal. Takrat ko pride delajoči pah do zunanjega konca takrak mora namreč notranji zgreti zrak bejžati iz med peči i izmed notranjega pahú, da se more zavrniti zunanji pah nazaj do peči.

Nazaj pa se zaganja pah z živo močjo, ktera se je nabrala v tekočem gonu.

Od začetka pa je treba z rokami zgibati gon in zavrtéti ga toliko da požene zunanji pah noter v votljino tje k peči, pozneje še le ga popahuje nazaj gredé gon sam s ovojo nabrano živo močjo. — Nekter gon pa je tudi na eni strani z svincom toliko zalit, da je tista stran težji, ki pomaga kolesu da se vrti ko ima pah proti peči iti.

Naj imenitnejši deli te mašine pa sta dva paha AA in BB , ktera se v pristavljeni podobi 19, ki nam kaže po dolgem vzeto vertikalno preseko, dobro videta. Pri prejšnjih osnovah je vselej pomankovalo neproduhljivega sklepa med pahom in med valjarjem. pri tej napravi pa ne. — Sesajoči pah AA ima namreč debelo duo z votljino, ktera je napolnjena z kako stvarjo, ki slabo vodi gorkoto, kakor n. pr. z ogljenim prahom, z žagancami ali pa še bolje z gipsovim prahom. Pri tej napravi ne more gorkota tako močno dohajati do delavnega paha BB , da mu bi storila posebno škodo in vzela mu neproduljivo dotiko z valjerjem, in sicer je zadosti ohranjena neproduhljivost z usnatim obvojem, ki obdaja delavni pah po njegovem zunanjem robu, kjer se drgne ob valjarjevo steno, ako se skrbi za mazilo, da je zmiraj dobro z lojem namazan.

Razun tega ohranivnega namena pa ima sesajoči pah še posebni namen, od katerega smo vzeli njegovo ime, namreč ta namen, da posesava zrak iz hladnejga prostora med pahoma in ga spravlja v vroči prostor k peči. V naši zadnji podobi 19. stojeta oba paha skoraj na zunanjem konci svoje poti konc valjarja. Nazaj gredé proti peči pa ne gresta oba enako hitro, ampak sesajoči pah gre precej hitreje naprej pred delavnem pahom. Ko se pri takem gibanji notranji prostor AA BB med pahoma bolj in bolj

razprostira, se pa odpirajo jekleni zalopnici E , E od zunaj sem, kerjih večja raztegljiva moč zunanjega zraku odrine proti notranjem prostoru, kjer ima dosled večjega razprostiranja zrak manjši ekspanzivno moč.

Sesajoči pah pa pride hitreje gredé tudi poprej kot delavni na uni konec kjer postane nekaj malega ne daleč od peči, med tem ko delavni pah še naprej za njim gre. Zdaj je zrak med pahoma vjet in se sostiska bolj in bolj, bližej ko pride delavni pah do sesajočega. V tisti primeri, v kateri se prostor med pahoma zdaj manjša pa naraša razstežljiva moč vjetega zraku tako da se na pravi stopinji, ko moč postane dosti velika, odpro zalopnice sesajočega paha. Skozi odprte zalopnice plane hladni zrak v prostor k peči, ter se ogreje na razbeljenih stenah železne peči silo hitro in hitro zažene z svojo pridobljeno razstežljivo močjo paha nazaj proti zunanjem konci, ter opravlja delo, katero se je mašini pripreglo.

Ko prideta paha do zunanje stopinje, se pa mora odpraviti iz prostora za njima izgreti zrak, predno se porineta nazaj proti peči, ker gon bi ne mogel poriniti jih nazaj ko bi se močan notarnji zrak z svojo prvo močjo nasproti vstavljal. Zarad tega ima mašina tako napravo, da si sama z nekim vodom na pravi stopinji odpira zalopnico Q , ktera izpušča zgreti zrak v dimnik, da se odpravi hitro iz votlega valjarja.

Kadar se hoče vstanoviti tek mašine, predno pogasne oganj v peči, pri tem se odpre zalopnica O , zgreti zrak vhaja zkoz-njo vedno naprej v dimnik, ter zgubi gon svojo nabrano moč in mašina ostane na miru kadar gon nima več toliko moči, da bi pahnul paha nazaj tje proti peči.

Delo nove Ericsonove kalorične mašine.

Zdaj ko smo ogledali si napravo in gibanje nove Ericsonove kalorične mašine, pa utegnemo rešiti našo nalogo in odgovor dati na oprašanje, po katerih okolistavah se ravna delo, kega opravlja kalorična mašina.

Ker tirja račun, da se gibanje spoznava po njegovih vzrokih in učinkih, je pa treba še nekaj bolj natančnega ogledavanja, pri katerem bo naše premišljevanje podpirala sledeča podoba 20. Zgornji del te podobe nam kaže po preseki valjarjevo votlino z pahoma A in B ; spodnji del pa kaže s svojima skrivljenima črtama pota, po

kterih se gibljeta paha pri vsakem obhodu semtertje ali v tistem času ko se ročnica delavnega paha enkrat okrog in krog zasučé in ž njo vred gon in druge kolesa.

Spomnimo se, da je valjarjevi prostor na desni strani odpert na levi pa s pečjo CD zaprt. Od začetka naj stojeta paha pri a in b , na konci valjarja pa pri A' in B' , tam v sredi kje pa pri A in B sploh. — Med pahama A in B ima hladni zrak temperaturo T_2 , ktera se skoraj nič ne loči od gorkote zunanjega zraku; med pečjo in med sesajočem pahom A pa ima zgreti zrak viliko gorkoto z temperaturo T_1 . Kadar dela mašina in hitro teče, ostane zrak pri peči, ki se kaj hitro zgreva, vedno skoraj enako gorak, ter si utegnemo misliti, da bi bila temperatura T_1 stanovitna.

V spodnjem delu naše podobe naj pomeni MN celi krog ali pot, ke jo stori ročnica pri vsakem zavrtenji. V tistem časi ko ročnica pride na okrogu od M do m_2 pa pride sesajoči pah po zgornji načrtani poti od kraja A' kakor strela kaže do konca a' , kjer se verne nazaj ko se ročnica dalje vrti. Ta druga bolj krevljasta pot pa kaže, da delavni pah še zmiraj proti peči gre ko se že sesajoči od nje proč pomakuje, in sicer gresta paha eden drugemu nasproti tisti čas ko ročnica stori kos $m_2 m_3$ svoje poti. Na ti poti se tedaj sostiskava zrak med plahama dokler ne pride delavni pah do kraja b' , kjer se verne nazaj. Na ti poti sostisnjen hladen zrak si odpre zalopnico sesajočega paha, stopi k peči, se v trenutku ogreje na njeni vroči železni steni, se razsteza ter poganja s svojo veliko razstežljivo močjo paha od peči tje proti desni strani proti prejšnjemu stanu A' in B' kakor kažeta navzdoli leteči krevljasti črti, ki se jenjujejo pri N .

Na ti poti se tedaj loči troje posebnih opravkov. Od začetka ko gre ročnica od M proti m_2 se ne opravlja nič dela, ampak mašina poserkava zunanji zrak va-se in se napaja zunjim. Zdaj ste odprti zalopnici Q , ki izpušča zgreti zrak in zalopnica E , delavnega paha. Na ročnični poti od m_2 do m_3 se zalopneta ti dve zalopnici O in E , zrak med pahoma vjet se sostiskava dokler ne odpre zalopnice sesajočega paha in dokler se ne ogreje pri peči. Zdaj še le nastopi čas pravega dela, ko gre ročnica od m_3 proti N pa žene zgreti zrak delavni pah pred saboj ter opravlja dela z vodmi in s kolesmi.

Spodnji del naše zadnje podobe nam kaže tudi spreminjevanje prostora med pahoma A in B in pa tudi spreminjevanje prostornine med sesajočem pahom in med pečjo. Dalje ko stojita skrivljeni črti

vsaksebi, veči je prostor med pahoma, in dalje ko je pot sesajočega paha od peči, veči je prostornina med njim in med pečjo.

Tisti prostor s , kateri ostane med pečjo in med sesajočim pahom ko pah stoji najbližej peči, se imenuje škodljivi prostor. aA' je pot sesajočega paha, bB' pa je pot delavnega paha.

Delo, kega opravlja ta mašina med tem časom, ko paha prideta sem in tje, utegnemo najti s pomočjo zgorne enačbe, k tero smo dobili za delo pri iztakanji zrakú iz posode kadar se spreminja prostornina v posodah, temperatura pa nespremenljiva ostaja. To delo je bilo:

$$L = pf(T_1 - T_2) \cdot \frac{xy_1 - yx_1}{xT_2 + yT_1}.$$

Spomnimo se, da v tej obliki pomeni x_1 oddaljenost pahú od peči na prvi stopinji, ter je v pričujočem naklonu $x_1 = s$. Dalje pomeni x v naši enačbi oddaljenost sesajočega paha na stopinji A od peči; ker pa tukaj pri kalorični mašini x pomeni samo pot od prve stopinje naprej, je pa treba k x tukaj še pristeti s , ter mesti x v zgornjo obliko vstaviti $s + x$. Kar pa zadeva oddaljenost od paha do paha, je pa tukaj kakor tamkaj na prvi stopinji y' na drugi pa sploh y , ter se ta množina v enačbi ne spreminja. Tedà bi delo kalorične mašine bilo

$$L_1 = p_1 f(T - T_2) \frac{(s + x)y_1 + ys}{(s + x)T_2 + yT},$$

ako bi delajoči pah nazaj gredé neopravljal nekega notarnjega dela v mašini, ktero tedaj gre v zgubo pri zunanjem delu. Omenili smo zgoraj, da mora živa moč, ki je nabrala se v gonu, plaha nazaj tje proti peči pahniti. Ker je pa na ti poti zalopnica v dimniku odprta, pa zadeva na obe strani na paha enaki atmosferični tlak, tedaj na ti poti ni kaj več dela opraviti v mašini kot tisto, ki izhaja iz trenja ko se gibljeta paha in drgneta ob valjarjeve stene. — Veči delo kot to je pa tisto delo, kega delavni pah nazaj od b' do B' grede zgubi s tem, da preganja pred saboj na svoji poti $b'm_3 = x + y - y_1$ nasprotni atmosferični tlak p ; ter je pahova plan f , pa znaša to delo

$$fp. b'm_3 = fp (x_1 + y - y_1).$$

Ako hočemo najti delo L , kega mašina zunaj sebe v resnici utegue opraviti pri vsakem obhodu pahov od konca do konca nazaj, pa moramo odozeti to zgubljeno delo od zornega dela L , ter je

$$L = L_1 - fp_1(x + y - y_1)$$

ali pa

$$L = p_1 f \cdot \left\{ (T_1 - T_2) \frac{(s+x)y_1 - ys}{(s+x)T_2 + yT_1} - (x + y - y_1) \right\}.$$

Pri delu, kega opravljajo mašine se pa praša posebno po tistem delu, katerega mašina utegne opravljati v sako sekundo. V obrtniškem življenju je namreč navada mašinske dela meriti z tistim konjskim delom, katerega srednji konj utegne opraviti vsako sekundo. Delo srednjega konja pa znaša v sekundi po avstriški meri = 430 funtov za en črevelj ozdignjenih, po francoski metrovski meri pa = 75 kilogramov vzdignjenih za en meter ali z drugo besedo: 75 kilogram metrov.

V pozoru na primerevanje te mašine z uuo, je treba tedaj iskati njenega konjskega dela tedaj njenega dela v sekundi.

Kolikorkrat se zasuče gon in ročnica tolikokrat obhidita paha svojo pot sem in tje. Ako mašina tako hitro gre, da se gon v minuti n -krat krog in krog zavrti, se pa šteje vsako sekundo $\frac{n}{60}$ obhodov, ter je delo v sekundi L' .

$$L' = \frac{np_1 f}{60} \left\{ (T_1 - T_2) \frac{(s+x)y_1 - ys}{(s+x)T_2 + yT_1} - (x + y - y_1) \right\}.$$

Pri vsakom obhodu posesa mašina gotovo množino zraku va-se; ta množina naj znaša Q_2 kilogramov, in sicer pri temperaturi T_2 v prostoru med pahoma. Prostornina med pahoma je $A'B'$ ali fy , ko stojeta paha naj bližej eden pri družemu. Proti peči gredc pa se rasprostira ta prostor do dalosti $b = y_1$, ter se posesa na ti poti prostornina zraku $f(y_1 - y)$. — Dosled Mariotte-ve in Gay-Lussac-ove postavbe pa posede vsaki kilogram pri zračnem tisk $p = p_1$ in pri temperaturi T_2 , prostor v_2 .

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_1};$$

tedaj nam kaže oblika

$$\frac{f(y_1 - y)}{v_2}$$

koliko kilogramov atmosferskega zraku se posesa v mašino pri vsakem obhodu, ter je

$$Q_2 = \frac{f(y_1 - y)}{v_2} = p_1 f \frac{(y_1 - y)}{RT_2}.$$

Tedaj mašina poseša vase vsako sekundo Q'_2 kilogramov zrakú, in sicer

$$Q'_2 = \frac{n}{60} \cdot p_1 f \cdot \frac{y_1 - y}{RT_2}.$$

Iz te enačbe vzemimo znesek množine

$$\frac{np_1 f}{60} = Q'_2 \frac{RT_2}{y_1 - y}$$

ter ga postavimo v zgornjo enačbo, ki naznanja delo L' v sekundi, pa je

$$L' = Q'_2 \frac{RT_2}{y_1 - y} \left\{ (T_1 - T_2) \frac{(s+x)y_1 - ys}{(s+x)T_2 + yT_1} - x + y - y_1 \right\}.$$

V tej obliki je tedaj izraženo tisto delo, katerega opravlja kalorična mašina vsako sekundo. Videti je, da delo kalorične mašine raste v tisti primeri kakor raste množina zrakú, kega mašina va-se vzame. Akoravno smo ognili se pri računu nekterih postranskih zadev, katere množino storjenega dela nekaj malega spreminjajo, vendar nam kaže zadnja enačba prek srede delavno moč kalorične mašine. Oblika tega dela v zadnji se pa boljše prilaga presojevanji o napravi ali osnovi kalorične mašine kot bi se prilagala ostrejša enačba s svojimi preveč sestavljenimi matematičnimi izrazi.

Mislimo si, da bi se dala izpeljati naprava tako dobro, da bi šel sesajoči pah do peči in da bi ne bilo nobenoga škodljivega prostora, ali $s = 0$; in pa da bi na konci po opravljenem delu stala paha tikoma eden pri družem, da bi tedaj ne ostajalo nič prostora med A' in B' , ali da bi bil $y = 0$. Pri taki napravi bi pa bilo delo v sekundi

$$L' = Q'_2 \frac{RT_2}{y_1} \left\{ (T_1 - T_2) \frac{y_1}{T_2} - x + y_1 \right\}$$

ali pa

$$L' = Q'_2 R \left(T_1 - T_2 \cdot \frac{x}{y_1} \right).$$

Ta enačba nam kaže zadeve, katere pri osnovi kalorične mašine imajo največ moči do množine njenega dela. Naj večje bi bilo to delo, ko bi se dala mašina tako napraviti, da bi ravno imenovanih lastnost, tudi še $\frac{x}{y} = 1$ imela; v tem naklonu bi njeno delo ne rastlo samo v eni meri z težo posesanoga zrakú ampak tudi v eno mero z povzdigo temperature $= T_1 - T_2$. V resnici pa se

zadnja lastnost ne dá doseči, ker nemore drugače biti kot da je pot x sesajočega paha nekaj daljša kot odaljenost y_1 vsak sebi tam kjer se jameta gibati proč od peči; k zadnji odaljenosti prihaja namreč polovica obhodne poti delavnega ali odaljenost bB' . Teda j je

$$\frac{x}{y_1} = \frac{y_1 + bB'}{y_1} = 1 + \frac{bB'}{y_1},$$

in ta oblika nas uči, da večja ko je odaljenost y_1 v primeri k bB' , bolj se bliža množina $\frac{x}{y_1}$ znesku $= 1$, bolj je naprava, ker mašina dá več dela. — Toraj mora železni valjar v katerem se gibljeta paha precej dolg biti.

Kdor želi v osnovi in mehanični izpeljavi kalorične mašine pozvediti vse tiste posebnosti, ki jih je treba poznati pri sozidovanji in pri rabi take mašine, jih najde v raznih inženirskih bukvah, med kterimi se posebno priporučajo:

„Boëtius, die Ericson'sche calorische Maschine, Hamburg 1861“; in „Grashof, Theorie der Ericson'schen calorischen Maschine, Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure. Band IV. Seite 292.“

Videti kako se prilega naš enotnejši račun z drugimi, vzemimo v izgled tisti naklon, kterega je Boëtius (stran 31) preračunil, ko je iskal po matematični poti delavne moči sledeče kalorične mašine.

Pri Boëtius-ovi kalorični mašini je merila plan delavnega paha $f = 0.165$ kvadratnih metrov; škodljivi prostor je imel dolgost $s = 0.084$ metrov; paha sta tam pri peči stala vsak sebi $y_1 = 0.275$ metrov: sesajoči pah je imel pot $x = 0.418$ metrov od peči do odprtega valjarjevoga konca, in paha sta na odprtem konci približala se do $y = 0.025$ metrov. Atmosferični zrak, s kterim se je mašina napajala je imel navadno temperaturo $= 10$ Celsijevih stodinj, ter je bila absolutna temperatura $T_2 = 273 + 10 = 273^\circ C.$; zgreti zrak v notranjem prostoru pri peči pa je imel navadno temperaturo $= 300^\circ C.$, ali absolutno temperaturo $T_1 = 273 + 300 = 573^\circ C.$ Razun teh množin pa pomeni p_1 v z gornih oblikah navadni atmosferični tlak, ki znaša do kvadratnega metra $p_1 = 10334$ kilogramov; R pa pri zraku pomeni $= 29.272$ kilogram-metrov.

Delo, kega opravi kalorična mašina v sekundi, pa je bilo sploh

$$L' = \frac{npf}{60} \left\{ (T_1 - T_2) \frac{(s+x)y_1 - ys}{(s+x)T_2 + yT_1} - (x+y-y_1) \right\}.$$

V pričujočem naklonu poznamo posamezne množine, te postavimo v to obliko, ter je

$$L' = \frac{nf}{60} \left\{ (573 - 283) \frac{0.502 \times 0.275 - 0.084 \times 0.025}{0.502 \times 283 + 573 \times 0.025} - (0.418 + 0.025 - 0.275) \right\} 10334$$

ali pa

$$L' = 869.048 \frac{nf}{60} \text{ kilogram-metrov.}$$

Teža zraku, kega je posesavala mašina vsako sekundo, je bila sploh

$$Q'_2 = \frac{np_1 f}{60} \cdot \frac{y_1 - y}{RT_2},$$

ter je tukaj

$$Q'_2 = \frac{nf}{60} \cdot 10334 \cdot \frac{0.275 - 0.025}{29.272 \times 283}$$

ali pa

$$Q'_2 = 0.31187 \cdot \frac{nf}{60} \text{ kilogramov.}$$

Tedaj tudi

$$L' = \frac{869.048}{0.31187} \cdot Q'_2 = 2786.57 Q'_2 \text{ kilogram-metrov.}$$

Ta oblika pravi, da je pri tej mašini vsak kilogram zraku v sekundi opravljal 2786.57 kilogram metrov dela.

Kakor Boëtius pripoveduje, jesta ploha te mašine vsako sekundo imela 45 obhodov; ter je $n = 45$. Ker je $f = 0.165$ pa daje naša enačba za to mašino v sekundi delo

$$L' = 869.048 \times \frac{45 \times 0.165}{60} = 107.54 \text{ kilogram-metrov.}$$

Boëtius pa je po svojem preračunal za njo $L' = 101$ kilogram-metrov.

Ko je Boëtius poskušal delavno te kalorične mašine je pa našel s pomočjo Prony-ovega dinamičnega drsala (Bremsdynamometer), da mašina opravi v saki sekundi 68 kilogram-metrov dela.

Delo, katerega smo preračunili, imenujemo teoretično, tisto delo pa, kega mašina po izkušnjah res opravlja imenujemo de-

javno ali resnično delo. Ko bi mašina prav popolnoma bila, bi moralo njeno dejavno delo biti enako njenemu teoretičnemu delu, tega pa ni doseči z nobeno napravo, ter se prša pri vsaki mašini koliko stotink ali procentov teoretičnega dela porabi mašina ko dela. V našem izgledu je

$$107\frac{5}{8} : 100 = 68 : x$$

$$x = 63\frac{2}{3} \text{ procentov.}$$

Toraj se šteje Ericsonova nova kalorična mašina med boljše mašine, ker ona porabi okoli 63 procentov teoretičnega dela.

Uk o zaprti kalorični mašini.

Tiste kalorične mašine, ktere kakor poprejšna nova Ericsonova mašina se napajajo z zrakom, ki stoji pod navadnem atmosferskim tlakom, ali vse tiste mašine ki se pri vsakem obhodu delavnega paha vnove z zrakom napojó in v novic zopet spraznejo, imenujemo odprte kalorične mašine. Temu nasproti je pa mogoče napraviti kalorične mašine tako, da delajo vedno naprej s prvim zrakom, kterege so od začetka pri katerem tlaku si bodi va-se vzele. Te pa se imenujejo zaprte kalorične mašine.

V sledečem premišljevanji bo nas učilo matematično preiskovanje, da bi odprte kalorične mašine morale prevelike in tedaj neukretne napraviti se, ko bi hoteli z njimi opravljati velike dela ali ko bi bile osnovane za mnogo konjskih moči. Zarad tega matematičnega nasledka, so mašinarji jeli soditi, da se tam kjer je treba velikih delavnih moči ne bodo menda nikoli priporočale odprte kalorične mašine, tedaj so jeli ali bi ti utegnili zaprte mašine zadostevati temu namenu ali ne? Na to oprašanje bomo najšli odgovor v sledečem premišljevanji.

V zaprtih kaloričnih mašinah se koj od začetka vzame tista množina zraku, s katerim imajo one dela opravljati. V mašini zaprti zrak se sostikava in raztezava se ogreva in ohladije in sicer po takih potih, da se pri tih njegovih spremembah pridobi nekaj zunanjega hasljivega dela in da se zrak periodično ali obhodno povračuje v svoj prvi stan.

Spremembe zrakú v zaprti kalorični mašini tedaj niso drugega kot popolnoma izpeljane okrožne spremembe, ktere smo spoznali že poprej v prvem delu, ki je štampan v XIX knjigi „Rada“ pod naslovom: „Mehanična teorija o toploti.“

Postave in prikazni, ki veljajo sploh pri krožnih spremembah, veljajo tudi tukaj v posebnih spremembah v mašini zagretega zraku tedaj jih utegnemo rabiti k razlaganji vsakterih prikazni tega reda v kalorični mašini.

V kalorični mašini naj bo en kilogram zaprtega zraku; ta zrak naj ima svoj prvi stan, v katerem je v_1 njegova prostornina, p_1 njegov tlak in T_1 njegova absolutna temperatura. V kratkem bomo ta prvi stan narisovali na plani dveh navpičnih koordinatnih oseh (podoba 21) in rekli mu: stan (v_1, p_1) ali pa stan a .

Od tega prvega gazovega stanú naj se jamejo okrožne spremembe pa naj bodo tako določene, da njegov tlak z svojim zgornim koncom obhodi dve adiabatni kurvi ab in cd , in pa dve drugi srodni kurvi ad in bc , kateri ste podvrženi sledečem pogoju:

$$p^m v^n \dots p_1^m v_1^n = \text{stanovitna množina.}$$

V tej pogojni enačbi utegnejo množini m in n biti pozitivne ali pa negativne množine, cele števila ali pa odlomki.

V pozoru na zaprte kalorične mašine spadajo ove dosedanje naprave pod te pogoje, tedaj se bo rešitev naše naloge prilegala vsem tim mašinam opeljanim v dejavno življenje.

Spomenimo se na to kar smo zgoraj našli pod naslovom: ključ za rešitev mnogovrstnih nalog obračljivih sprememb. Dokazali smo na unem mestu, da kadar se tlak in prostornina po ti odločeni poti spominja, da je takrat gorkotna množina Q , kejo je treba dodajati ali odjemati gazu, proporcionalna spremembi absolutne temperature T , ali v znamenjih diferencialnih

$$dQ = \lambda. dT,$$

kjer nespremenljivka

$$\lambda = \frac{m\lambda - n}{n - m} n$$

nepomeni drugzega kot specifično toploto gazovo pri pogoju

$$p^m v^n = h = \text{stanovit.}$$

Iz zgornjih pogojev slede te-le okrožne gazove spremembe:

a) V prvem stanu (v_1, p_1, T_1) se zaprti gaz sostiska do drugzega stanu (v, p, T) pri b , in sicer na tej adiabatni poti ab ne dobiva in ne zgubiva nobene gorkote, ter je za to spremembo $dQ = 0$.

b) iz drugega stanú (v, p, T) naprej pa naj se razstezava gaz dosled svoje ekspanzivne moči do tretjega stanú (v_2, p_2, T_2) pri c , in sicer po pogoju

$$p^m v^n = h,$$

ter naj se mu na tej poti doda ta-le množina Q gorkote

$$\int dQ = \lambda \int_T^{T_2} dT = \lambda (T_2 - T).$$

c) Od tretjega stanu (v_2, p_2, T_2) naprej naj se gaz razprostira dosled svoje razstezljive moči do četrtega stanú (v_3, p_3, T_3) pri d . Na tej adiabatíčni poti je zopet $dQ = 0$, ker gaz nedobava in ne zgubava nobene gorkote. Četrty stan d se mora tako izvoliti, da stoji kraj d v tisti tlakovi kurvi, ki izhaja iz prvega stanu a in ki je podvržena postavi $p^m v^n = h$. — Zdaj se utegne

d) gaz od četrtega stanú (v_3, p_3, T_3) po postavi $p^m v^n = h$ gredé sostiskati. Ako se mu na tej poti da odvzame ta-le množina Q_1 gorkote

$$\int dQ = \lambda \int_{T_3}^{T_1} dT = \lambda (T_1 - T_3),$$

$$Q_1 = -\lambda (T_1 - T_3),$$

pa doide na konci te poti gaz zopet popolnoma v svoj prvi stan (v_1, p_1, T_1).

Ker je pri teh obračljivih okrožnih sprememkah spreminjajoči gaz sprejemal gorkoto na poti bc pri višji temperaturi, oddajal pa jo je na poti da pri nižji temperaturi, pa velja splošni zakon o prevažanju gorkote iz gorkejšega trupla v hladnejše truplo. Od našega splošnega spremljevanja sem pa vemo, da se v tem naklonu pri obračljivih okrožnih spremembah pridobi to-le zunanje delo.

$$L = A(Q - Q_1),$$

ako A pomeni mehanični ekvivalent za enoto toplote ali za eno kalorijo.

Zunanje pridobljeno delo L se pa utegne izraziti še po neki drugi matematični obliki, ako vzamemo na pomoč splošni ali analitični izraz drugega glavnega zakona, ki uči kako se spreminja

gorkota *te* absolutne temperature v gorkoto ktere druge temperature. Ta zakon je v pozoru na popolnoma dokončane okrožne spremembe

$$\int_{v_1}^{v_1} \frac{dQ}{T} = 0.$$

Ako pa vzamemo nedokončane okrožne spremembe in išemo znesek tega integrala za prestop iz te adiabatične krive *ab* do une adiabatične krive *cd* ali iz kraja *b* do kraja *c*, pa velja

$$\int_v^{v_2} \frac{dQ}{T} = +Z$$

kakor smo našli pri zgorej omenjenem splošnem preiskovanji.

Pri gazih pa velja za gorkotno spremembo *dQ* sploh izraz

$$dQ = \frac{c}{R} (pvdv + vdp)$$

in pa

$$pv = RT.$$

Iz teh dveh enačeb pa izhajata druga:

$$\frac{dQ}{T} = c \left(\kappa \cdot \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} \right).$$

Tedaj je znesek gornega integrala

$$Z = c \cdot \int_v^{v_2} \left(\kappa \cdot \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} \right)$$

ali pa

$$Z = c \cdot \left[\kappa \cdot \log. \left(\frac{v_2}{v} \right) + \log. \left(\frac{p_2}{p} \right) \right]$$

ter tudi

$$Z = c \cdot \log. \left[\frac{v_2}{p} \cdot \left(\frac{p_2}{v} \right)^\kappa \right].$$

Kakor pa nas uči lastnost adiabatične krive je pa pri nje

$$pv^\kappa = p_1 v_1^\kappa = \dots \text{stanovit}$$

ter naj bo

$$pv^\gamma = k \quad \text{in} \quad p_2 v_2^\gamma = k_2,$$

je pa naš integral

$$\int_v^{v_2} \frac{dQ}{T} = c \cdot \log \cdot \frac{k_2}{k}.$$

Ta oblika nas uči, da se znesek tega integrala ne ravna po družem kot po specifični gazovi gorkoti c pri stanovitni prostornini iz po lasti tistih dveh adiabatčnih kurvi med kterima se prestoplja stan gazovi. Tedaj je ta znesek neodvisen od prestopajoče kurve bc ali ad , ter je znesek edini za vsakteri prestop iz te do une adiabatčne kurve, naj se prestoplja stan trupla po ti ali po uni poti. Tedaj je znesek pri prestopu poleg kurve bc tisti kot poleg ad .

V našem naklonu pa je $dQ = \lambda \cdot dT$, ter tudi

$$\frac{dQ}{T} = \lambda \cdot \frac{dT}{T}.$$

Iz te enačbe pa se dobiva znesek integralov za prestop od b do c

$$Z = \int \frac{dQ}{T} = \lambda \cdot \int_T^{T_2} \frac{dT}{T},$$

tedaj

$$Z = \lambda \cdot \log \cdot \frac{T_2}{T}.$$

Za prestop iz kraja d do kraja a pa se dobiva iz ravno tiste enačbe edine množina

$$Z_1 = \lambda \cdot \int_{T_1}^{T_3} \frac{dT}{T}$$

ali

$$Z_1 = \lambda \cdot \log \frac{T_3}{T_1}.$$

Ker mora znesek Z in Z_1 za vsakteri prestop biti edina množina, je pa $Z = Z_1$, ter tudi

$$\log \cdot \frac{T_2}{T} = \log \cdot \frac{T_3}{T_1}$$

tedaj tudi

$$\frac{T_2}{T} = \frac{T_3}{T_1}.$$

Ker pa je

$$Q_1 = \lambda (T_3 - T_1)$$

utegnemo iz predzadnje enačbe vzeti znesek $T_3 = \frac{T_2}{T} \cdot T_1$ in postaviti v zadnjo, ter dobimo

$$Q_1 = \lambda \frac{T_1}{T} (T_2 - T).$$

Ker pa je tudi bilo

$$Q = \lambda \cdot (T_2 - T),$$

se pa spozna, da je

$$Q_1 = \frac{T_1}{T} Q.$$

Ako vzamemo ta znesek za odvzeto gorkoto Q_1 in ga postavimo v enačbo pridobljenega dela

$$L = A(Q - Q_1)$$

pa dobimo

$$L = \frac{AQ}{T} (T - T_1).$$

To je tista oblika žunanjega dela, katero sta prvič najšla W. Thomson in Rankine. V tej posebni obliki se izrazuje tudi drugi glavni zakon mehanične teorije v gorkoti, ki uči kako se spreminja toplota te absolutne temperature o gorkote z drugo absolutno temperaturo. — Zgornja enačba med dodano in med odvzeto gorkoto in med njenima absolutnoma temperaturama pravi da je pri obračljivih spremembah vselej

$$\frac{Q}{T} = \frac{Q_1}{T_1} = \text{stanovitna množina.}$$

Tedaj ima zunanje delo tudi obliko

$$L = A \cdot \frac{Q_1}{T_1} (T - T_1)$$

Kadar koli velja enačba $dQ = \lambda dT$ ali kadar koli je dodana ali pa odvzeta gorkotna množina absolutni temperaturi proporcionalna, se utegne delo ki se pridobuje od okrožnih sprememb, preračunati iz same dodane gorkote (Q) in iz absolutnih temperatur v prvem in v drugem stanu zrakú spremi-

njajočega po tisti adiabatni kurvi (ab_1, T_1, T_1), — naj se gorkotni stan prestoplje po tej ali po uni kurvi ($bc_1 ad$) od prve do druge adiabatne kurve, da le prestopajoča kurva zadostuje pogoju

$$\frac{m}{p} \frac{n}{v} = h \text{ stanovit.}$$

Tedaj vtegnejmo množine m in n pomeniti kar hočejo, ker sve te iz raznih zneskov m in n izhajajoče kurve zadostujejo pogoju našega prestopavanja.

Temperaturne meje za večino dela.

Zgornja enačba zunanjšega dela L z odlomkom $\frac{Q}{T}$ se pa dá sprèmeniti v drugo obliko, ako se mesti Q postavi

$$Q = \lambda \cdot (T_2 - T), \text{ ter je}$$

$$L = A\lambda \cdot \frac{(T_2 - T)(T - T_1)}{T}.$$

Kar pa zadeva množino λ se je treba spomeniti, da je

$$\lambda = \frac{m\alpha - n}{n - m} c$$

in da množine m in n utegnejo pomeniti karkoli hoče, tedaj utegnemo postaviti

$$m\alpha > n \quad \text{ali} \quad \alpha > \frac{n}{m}.$$

V tem naklonu je pa λ pozitivna množina; ker pa je tudi

$$Q = \lambda(T_2 - T) \quad \text{in} \quad Q_1 = (T_3 - T_1)$$

se pa spozna, da je pri tej osnovi zaprte kalorične mašine

$$T_2 > T \quad \text{in} \quad T_3 > T_1,$$

ker pa je v tisti adiabatni kurvi

$$T > T_1$$

se pa opozna tudi, da je

$$T_2 > T > T_1 < T_3$$

da je pritisak zaprtih kaloričnih mašin T_2 ta naj višja, T_1 pa ta naj manjša temperatura v celem okrogu gazovih sprememb.

Kar zadeva meje tih temperatur pa nam dejavno življenje postavlja mejnike. Ker je treba z ohlajenjem zniževati temperaturo tistega zraku, ki se je raztegnil do tretjega stanja (v_3, p_3, T_3), pa

še po zimi z ledom in snegom ne moremo kaj prida bolj ohlajati kot do ledene temperature $t_1 = 0^\circ\text{C}$, ali do absolutne temperature $T_1 = 273^\circ\text{C}$. Po leti in v drugih letnih časih pa se ohlaja brez obrtnijših in kemičnih pripomočkov samo do vsakdanje atmosfere temperature.

Pa tudi temperature T_2 , ki ima biti najvišja, ne moremo zviševati kakor bi želeli, ker ni mogoče, mašine tako sestavljati, da bi jim prevelika vročina ne škodovala. Naj poglobitnejši deli, votelj valjar z neproduhljivo zapirajočem pahom vred ne strpe višje vročine kot kakih 300°C . stopinj nad ledom ali $T = 573^\circ\text{C}$.

Oblika opravljenega dela

$$L = A\lambda \cdot \frac{(T_2 - T)(T - T_1)}{T}$$

nas uči, da je delo tim več, čim viša je temperatura T_2 in čim nižji je temperatura T_1 . Šlišali pa smo ravno, da te temperature imajo svoje gotove meje in da mejniki nekaj bližje stojé eden pri drugem, kot da bi utegnili po volji in do potrebi pomnoževati zunanje delo L z temperaturom T_2 in T_1 . Zraven teh temperatur pa ima množina zunanjega dela tudi se v sebi neko srednjo temperaturo T , katere ne veže drugi pogoj kot da je $T_2 > T > T_1$. Kar zadeva to srednjo temperaturo se dá lagljeje doseči z osnovo zaprte kalorične mašine. Prašanje pa je kako mora biti izpeljana njena naprava, ali koliko mora veljati temperatura T v primeri z temperaturama T_2 in T_1 da bo mašina opravljala naj večje delo? — Zadnja enačba ima razvito obliko

$$L = A\lambda \cdot \frac{TT_2 - T^2 - T_1T_2 + TT_1}{T} = A\lambda \left(T_2 + T_1 - T - \frac{T_1T_2}{T} \right).$$

Praša se tedaj kdaj ima ta enačba naj večji znesek? Treba se je spominjati diferencialnega uka o večinah in nižinah; ter je treba diferencovati v pozoru na T in vzeti diferencialni kvocient

$$\frac{d}{dT} \left(T_2 + T_1 - T - \frac{T_1T_2}{T} \right) = -1 + \frac{T_1T_2}{T^2};$$

da bo večina ali nižina se mora postaviti

$$-1 + \frac{T_1T_2}{T^2} = 0,$$

tedaj ima takrat znesek L nizino ali večino kadar je

$$T^2 = T_1T_2 \quad \text{ali} \quad T = \sqrt{T_1T_2}.$$

Ako se hočemo prepričati ali daje ta znesek T večino dela ali nižino je diferencovati drugič, ter je

$$\frac{d^2}{dT_2} \left(T_2 + T_1 - T - \frac{T_1 T_2}{T} \right) = \frac{d}{dT} \left(-1 + \frac{T_1 T_2}{T^2} \right)$$

$$\frac{d}{dT} \left(-1 + \frac{T_1 T_2}{T^2} \right) = -\frac{2T_1 T_2 T}{T^4} = -\frac{2}{T},$$

tedaj da znesek $T = \sqrt{T_1 T_2}$ večino dela L , ker je drugi diferencijalni kvocient negativen.

Ker je v dejavnem obrtniškem življenji določena zgornja meja T_2 in spodnja T_1 , te pa opravlja večina — dela, ako se zrak od prvega stanú (v_1, p_1, T_1) tako dolgo sostiskava dokler se ne naraste njegova temperatura do $T = \sqrt{T_1 T_2}$. Tam kjer se to zgodi, tam se izvoli drugi stan (v, p, T) pri b .

Zdaj imamo vse temperaturne mejnike postavljene razumu T_3 , katerega pa zdaj lahko določimo, in sicer s pomočjo zgorne enačbe

$$\frac{T_1}{T} = \frac{T_3}{T_2},$$

ter je

$$T_3 = \frac{T_1 T_2}{T} = T.$$

Ta enačba ima v pozoru na praktično izpeljavo okružnih zrakovih sprememb v zaprti kalorični mašini posebni nasledek, ker ona nas uči, da tista mašina dá naj več dela, v kateri zadobi zrak na konci svojega razstezanja tisto temperaturo, katero ima na konci svojega sostikanja.

O r e g e n e r a t o r i h.

Regeneratori so naprave, ktere bi imele gorkoto prihranovati. To pregledovanje nas uči, ali se doseže ž njimi namen ali ne: Poprej pa pogledjmo regeneratorovo osnovo.

Ericson je napravil pri svoji prejšni kalorični mašini regenerator iz dratenih mrež. Mislmo si, da gorak zrak, ki po opravljenem delu hiti v dimnik in zkoženj v prosti zrak, odteka poprej po vôtlem valjarji, kateri je znotraj po votlini z mnogimi železnimi mrežami počez preprežen. Ta naprava je regenator, ako tudi zunanji hladnji zrak dotaka po tem valjarji v mašino.

Ericson je mislil ohranovati si tisto gorkoto z katero vhaaja po dimniku razgreti zrak, ki je svoje delo končal; ako je veliko mrež ena za drugo mu jemljejo gorkoto do konca, ter je mogoče napraviti toliko mrež in tako dolgi valjar da je na konci valjarja odtekaajoči zrak ohlajen do zunanje atmosferske temperature. Dohajajoči zrak od zunaj stopi tedaj s tisto temperaturo od konca v regenerator, s katero ga je vhaajoči zapustil, od zunanjega konca proti peči pa se ogreva od gorkih železnih mrež od stopinje do stopinje kakor se je odtekaajoči zrak ohlajeval. S to osnovo bi se tedaj vsa mašinska gorkota porabila in spremembe delajočega zraku bi bile take kakor da bi tisti zrak, ki je prvič stopil v mašino hodil se ohlajati po regeneratori do zunanje temperature in kakor da bi se tam sam povračeval svojo poprejšno moč nazaj gredé nabiraje do peči.

S poprejšnimi dodelki našega preiskovanja pa utegnemo presoditi, kaj velja taka naprava. Toliko se spozna na sebi, da se gorkota ohranjuje, da pa je osnova nekáj neokretna, ker je treba regeneratoru dolžega valjarja iv veliko železnih mrež v njim. Leta 1853 je Koosen hvalil osnovo z regeneratorom in sicer posebno zaradi ohranitve tiste gorkote ki bi brez take naprave vhaajala po dimniku v prosti zrak kakor vhaaja veliko gorkote pri parni mašini. Tedaj hvali Koosen regenerator, da je raba njegova bolj ekonomična kakor raba parne mašine. Razum tega pa se ogreva po regeneratori dohajajoči zrak zaporedoma od mrež, pri katerih raste temperatura zaporedoma tako, da se gorkota ne podaja bolj mrzlemu ampak skoraj enako gorkemu zraku, ter odpada tista zguba žive gorkotne moči, ki dosléd mehanske toplotne teorije tankaj stoplje na dan kjer se prenaša toplota med truploma, ki imata razne temperature.

Mi pa smo zgoraj videli, da kalorična mašina pri naj boljši osnovi jame zrak v nji zaprti ogrevati pri temperaturi $T = T_3$, ter ga ogreva do temperature T_2 , in pri temperaturi $T_3 - T$ jame zopet ohlajati ga in ga ohlaja do temperature T_1 . Ker je $T_2 > T_1$ se pa spozna, da se zrak ohlaja in gorkota jemlje se mu pri precej nižji temperaturi, in pa da se mu gorkota zopet dodaja pri precej viši temperaturi. Med to in uno spremembo pa stojete dve drugi spremembi, po katerih se zrak ohlajen sostiskava, zrak do večine zgret pa razprostira. — Temu nasproti pa regenerator ogreva prihajajoči zrak pri ravno

tisti temperaturi pri kateri je odtekajočega ohlajal. Gorkote Q_1 , katero je vzel pri ohlajenju bi se morala tedaj po našem pogoju spremeniti v gorkoto Q z viši temperaturo, predno bi se utegnila tako porabiti pri okrožnih spremembah, da bi mašina dajala naj več dela. Ker pa regenerator tega pogoja ne izpolne, pa sklepajmo. da regenerator ne doseže vsega svojega namena. Mogoče je sicer z regeneratorom nabirati si tisto gorkoto, ki bi brez njega vhajala in zgubovala se po zunanjem zraku, toda mogoče pa ni porabivati te gorkote po namenu regeneratorsa, ker nemore ogrevati zaprtega zrakú na njegovi viši gorkotni stopinji.

Tedaj pravi Zeuner, kar je že pred njim trdil francoski inženir Hirn¹, da regenerator nemore nič pomagati tistim (sedanjim) mašinam, ktere so tako osnovane. da dajó večino dela, ko bi n. pr. raztezanje zrakú polag adiabatichè kurve cd ne šlo do četrttega stanu (v_3, p_3, T_3), bi pa v tem zastanem četrttem stanu T_3' , bil veči kot T_3 , ter bi bila temperaturna primera $T_3' > T$; samo v tem naklonu bi se utegnili nekaj v regeneratori nabrane gorkote porabiti pri ogrevanju zraku na poti iz drugega do tretjega stanú.

To je uzrok, da je Hirn razsodil o regeneratori, da on nepomaga nič pri tistih mašinah, ktere so tako dobro izpeljane, da dadó naj več dela.

Določitev večine dela, kega utegne opravljati zaprta kalorična mašina.

Vzemimo tiste zneske za absolutne temperature T in T_3 , kterih je treba ako hoče naj več dela napraviti se, t. j. $T = T_3 = \sqrt{T_1 T_2}$ in vstavimo jih v enačbo zunanjsa dela

$$L = A \cdot \frac{Q}{T} (T - T_1),$$

je pa

$$L_1 = A Q \left(1 - \frac{\sqrt{T_1}}{\sqrt{T_2}} \right).$$

ako pomeni L_1 naj večje delo. kega kalorična mašina opravljati more.

Oblika tega dela pa nam pravi, da se večina dela ne ravna po drugih zadevah kakor po dopeljani gorkoti Q in po zgornji in spodni meji temperature delajočega zrakú. Večina dela zaprte kalorične mašine je toraj neodvisna od lastnost prestopajočih pot od

¹ Hirn. Theorie mécanique de la chaleur. Sec. édition. Paris 1865, pag. 58.

prve do druge adiabatične kurve, neodvisna od množine m in n in pa tudi od začetnega tiska p_1 .

Ker smo do zdaj vedno samo po en kilogram zraku v račun jemali, pomeni v zadnji enačbi L_1 večina dela, kega opravi vsak kilogram v mašini pri vsakem obhodu svojih okrožnih sprememb. Ako pa je k kilogramov zrakú v mašini zaprtega in spremembam podvrženega, je pa večina njenega dela za vsak obhod

$$L_n = AkQ \left(1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right).$$

Nekaj drugačni obraz ravno tega dela bi dobili ko bi postavili zgornje zneske $T_1 = T_3$ v drugo obliko zunanjšega dela, namreč v

$$L = A\lambda \cdot \frac{(T_2 - T)(T - T_1)}{T}$$

ter je

$$L_1 = A\lambda \cdot \frac{(T_2 - \sqrt{T_1 T_2})(\sqrt{T_1 T_2} - T_1)}{\sqrt{T_1 T_1}}$$

ali pa

$$L_1 = A\lambda (\sqrt{T_1} - \sqrt{T_2})?$$

Kdor pa hoče doseči s svojo kalorično mašino večino tega dela, mora skrbeti za tako osnovo, pri kateri je zaprtemu zraku mogoče doseči tiste prostornine (v, v_1, v_2, v_3) katere se prilegajo njegovim temperaturam (T, T_1, T_2, T_3) pri njegovih posebnih stopinjah.

V poprejšnem ogledovanji smo dobili za vez med končnima temperaturama t_1 in t in med prostorninama v_1 in v pri spremembah po tistih adiabatični poti enačbo

$$\frac{a + t}{a + t_1} = \left(\frac{v_1}{v} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}};$$

tedaj je v tukajšnjem naklonu za spremembe poleg ab

$$\frac{v_1}{v} = \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}},$$

in po isti postavi za spremembe poleg poti cd tudi

$$\frac{v_3}{v_2} = \left(\frac{T_2}{T_3} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}}.$$

Ker pa je pri večini dela $T = T_3 = \sqrt{T_1 T_2}$, je pa tudi

$$\frac{v_1}{v} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}},$$

in pa

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

tedaj pa je

$$\frac{v_1}{v} = \frac{v_3}{v_2}.$$

Ako se ozremo na podobo, pa spoznamo, da $\frac{v_1}{v}$ ni drugega kot primera prostornine po adiabatični poti stisnjenega zraku k poprejšni prostornini; in da $\frac{v_3}{v_2}$ ni drugega kot primera prostornine po adiabatični poti razprostertega zraku k poprejšni prostornini. Tedaj utegnemo reči: primeri stisnitve in razprostertve prostornine ste na adiabatičnih potih ena drugi enaki.

Poglejmo pa tudi kaki ste enaci primeri $\frac{v_2}{v}$ in $\frac{v_3}{v_1}$ med saboj? Spomnimo se, da so pota, po katerih se nahajajo te spremembe, podveržene postavi:

$$p^{\frac{m}{n}} v^{\frac{n}{m}} = h$$

ali pa

$$p v^{\frac{n}{m}} = h^{\frac{1}{m}} = h_1.$$

Dosled Mariotte-ve in Gay-Laussac-ove postave pa velja

$$p_2 v_2 = RT_2 \quad \text{in} \quad p v = RT,$$

tedaj

$$\frac{p_2}{p} = \frac{T_2}{T} \cdot \frac{v}{v_2}.$$

Dosled zgornje postave za poti *bc* in *da* pa velja tudi

$$p_2 v_2^{\frac{n}{m}} = p v^{\frac{n}{m}},$$

tedaj

$$\frac{p_2}{p} = \left(\frac{v}{v_2} \right)^{\frac{n}{m}}.$$

Ako postavimo enaka zneska $\frac{p_2}{p}$ eden drugemu nasproti je pa

$$\frac{T_2}{T} \cdot \frac{v}{v_2} = \left(\frac{v}{v_2} \right)^{\frac{n}{m}},$$

ali pa

$$\frac{T_2}{T} = \left(\frac{v}{v_2} \right)^{\frac{n}{m} - 1};$$

ter je

$$\frac{v}{v_2} = \left(\frac{T_2}{T} \right)^{\frac{1}{\frac{n}{m} - 1}};$$

po enaki poti se dobi

$$\frac{v_1}{v_3} = \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{1}{\frac{n}{m} - 1}}.$$

Iz teh pa se v pozoru na enačbo $\frac{T_2}{T} = \frac{T_3}{T_1}$ spozna, da je tudi primera

$$\frac{v_2}{v} = \frac{v_3}{v_1}.$$

Tedaj ste primeri razprosterte in sostisnjene prostornine tudi na teh drugih dveh prestopih od te do une adiabatične krve enaki ena drugi.

Ako hoče zaprta kalorična mašina opravljati večino dela, mora biti osnova taka, da ste primeri sostisnjene in razprosterte zrakove prostornine ena drugi enaki bodi si na teh ali na unih dveh enaci postavi podvrženih potih.

Iz primer med razprostiranjem in sostiskovanjem zaprtega zrakú se pa pozve tudi ktero velikost mora imeti notranji prostor v kalorični mašini, ali velikost take mašine, ako se poprej še razjasne primera njenega dela z konjskim delom.

Zaprta kalorična mašina, ki je nar boljše osnovana, da opravlja večino dela, ga opravi pri vsakem okrožnem obhodu

$$L_n = AkQ \left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}$$

ako ima k kilogramov zrakú v sebi zaprtega. Ako se v t sekundih mašini dá množina gorkote $= Q_t$, se opravi v t sekundih L_t dela tedaj vsako sekundo

$$\frac{Lt}{t} = AkQ_1 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}.$$

Spomnimo se da na vsako konjsko moč gre 75 kilogram-metrov dela v sekundi, pa pomeni znesek

$$\frac{Lt}{t \cdot 75} = P$$

število konjskih moči ali delo od P -konj. — Ako pomeni to naj večje delo L_s naše mašine v sekundi, je pa

$$L_s = 75P.$$

Ako naša mašina vsako minuto šteje N okrožnih zračnih sprememb in ako se pri vsakem obhodu teh sprememb opravi delo L'' , se opravi v minuti delo NL'' ; tedaj se ga opravi vsako sekundo $= \frac{NL''}{60}$, ter je

$$L_s = \frac{NL''}{60} = 75P.$$

Ter tudi

$$L'' = 60.75 \frac{P}{N}.$$

Ako postavimo mesti L'' njegov znesek, kega opravlja mašina z k kilogrami zrakú, je pa

$$AkQ \left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\} = 60.75 \frac{P}{N}.$$

Iz te enačbe se spoznava število k kilogramov zraku, ki ga mora v mašini zaprtega biti, ako hoče opravljati delo P -konj, to število je tedaj

$$k = \frac{60.75P}{NAQ \left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}} \text{ kilogramov.}$$

Naj pomeni $V_1 = kv_1$ prostornino tega zrakú na prvi stopinji (p_1, v_1, T_1) pri naj nižji temperaturi. — Ker pa velja za $k = 1$ enačba

$$p_1 v_1 = RT_1,$$

je pa tudi

$$p_1 V_1 = k \cdot RT,$$

tedaj tudi

$$k = \frac{p_1 V_1}{RT_1}.$$

Zdaj ko poznamo za k dva enakovredna zneska, pa dobimo iz teh

$$V_1 = \frac{60.75}{AQ} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\} \cdot \frac{P}{N} \cdot \frac{RT_1}{p_1} \text{ kubičnih metrov.}$$

Ako porabimo tiste primere, ktere smo zgoraj našli za $\frac{v}{v_1}$ in za $\frac{v_3}{v_1}$ in pa $T = T_3 = \sqrt{T_1 T_2}$ pa dobimo prvič prostornino V kejo ima zaprti zrak v naj. bolj stlačenem stanu:

$$V = V_1 \cdot \left\{ \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}^{\frac{1}{x-1}},$$

in drugič prostornino V_3 , kejo ima zaprti zrak v mašini pri svojem naj. bolj razprostem stanu:

$$V_3 = V_1 \cdot \left\{ \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}^{\frac{1}{\frac{n}{m}-1}},$$

ali pa

$$V_3 = \frac{60.75}{AQ} \cdot \frac{P}{N} \cdot \frac{RT_1}{p} \cdot \frac{\left\{ \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}^{\frac{1}{\frac{n}{m}-1}}}{\left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}}.$$

Zadnje enačbe nas uče, koliko velika mora biti zaprta kalorična mašina, ker nam razkazujejo prostornino v mašini zaprtega delajočega zraku. — Zadnja oblika nam razkazuje na tanko od katerih množin da raste notranji prostor in velikost mašine in od katerih se pomanjšuje. Ker se nahajata v tej obliki n in m , se spoznava, da se prostornina in velikost ravna po postavi o prestopih

iz te do une adiabatične kurve. Razun tega je videti, da utegne mašina biti tim manjša, čim manj konjskih moči (P) ima, čim večji je zrakovi tlak — na prvi stopinji in čim večkrat obhodi zrak v minuti svoje okrožne spremembe ali čim hitreje goni pah i s pahom in vodom kolo.

Ako je tedaj treba močne kalorične mašine, ki opravlja dela za veliko konj, je treba tedaj skrbeti, da je tlak p_1 zaprtega zraku v prvem stanu tako velik kakor mogoče, ker število obhodnih sprememb v minuti ima zarad raznih zaprek v dejavnem življenji svoje gotove meje.

Iz tega pregledavanja spoznavamo tedaj, da bi odprte kalorične mašine, pri katerih začetni tlak ni večji kot tlak atmosferskega zraku, morale biti prevelike in pre neokretne, ako bi hoteli z njimi opravljati dela za več konj. Kjerkoli je tedaj treba velicih delavnih moči se menda nikoli ne bodo prilegale odprte kalorične mašine zarad njihove velikosti. Kjer mora tedaj mašina dajati veliko konjskih moči tam ne bodo odprte kalorične mašine menda nikoli pregnale parnih mašin.

Ako hočemo napraviti kalorično mašino, ki ni prevelika in vunder dá veliko konjske moči, je treba zrak vanjo zapreti in spraviti ga v prvem stanu pod močni tlak.

O velikosti Ericson-ove in Stirling-ove kalorične mašine.

Kar smo zgoraj zvedeli o prašanji kdaj da opravljajo kalorične mašine večino delo, velja sploh za vsaktero kalorično mašino bodi si osnova po tem ali po drugem načinu ali kakor pravijo tehniki: po tem ali po unem sistemu.

Tukaj hočemo Stirling-ovo in Ericsonovo mašino oglelovati samo v pozoru na njene velikosti. Osnova teh dveh mašin ali njihovi sistem se neloči po nobeni drugi stvari, kot da ima vsaka svojo lasno postavo o prestopu, namreč vsak drug znesek

$$p^m v^n = h.$$

a) Stirlingova mašina. Ta mašina je tako osnovana, da zrak med tem ko se ogreva niko se ohladije nespreminja svoje prostornine, kejo je poprej dosegel. Tedaj ste

tisti dve kurvi ali pota, po katerih se zrak ogreva in ohladije, ravni črti, kakor kaže podoa *22 bc* in *ad*.

V poprejšnem premissljevani smo šlišali, da se iz splošne enačbe

$$p^m v^n = h$$

dobé toplotne spremembe, ktere ze godé pri stanovitni gazovi prostornini, ako se postavi $m = 0$. Tedaj valja to v našem naklonu.

Zgoraj smo najšli V_3 prostornino naj bolj razprostrenega zrakú

$$V_3 = V_1 \left\{ \sqrt[n]{\frac{T_1}{T_2}} \right\}^{\frac{1}{\frac{n}{m} - 1}};$$

ker pa je tukaj $m = 0$, je pa $\frac{n}{m} = \infty$, tedaj $\frac{1}{\frac{n}{m} - 1} = 0$,

toraj

$$\left\{ \sqrt[n]{\frac{T_1}{T_2}} \right\}^{\frac{1}{\frac{n}{m} - 1}} = 1,$$

ter je tukàj

$$V_3 = V_1.$$

Ta nasledek, ki pravi da je prostornina naj bolj razstegenjenega zraku enaka prvi prostornini, se pa spozna brez računa po naši podobi, ker je dosled osnove Stirling-ove mašine za vsak kilogram zraku $v_1 = v_3$. — Kakor ta, se spoznava tudi drugi nasledek po podobi, ker je $v = v_2$, je pa tudi

$$V_2 = V_1,$$

kjer pomeni V prostornino naj bolj sostisnjenega zrakú v drugem stanu, V_2 pa prostornino naj bolj zgretega zrakú v tretjem stanú.

Kdor hoče natančno presojevati, ali se Stirlingova osnova kalorične mašine ali pa Ericsonova stareja mašina bolje prilega k rabi, mora spominjati se zgoràj omenjenih tehničnih mej, ki veljajo pri ogrevanju in pri ohlajenji zaprtega zraku.

Mislino si, da bi se dale porabiti pri osnovi temperaturne spremembe od navadne ledene temperature — 0°C . ali $T_1 = 273^\circ\text{C}$. do navadne temperature — 300°C . ali $T_2 = 573^\circ\text{C}$., pa utegnemo s pomočjo zgornih matematičnih oblik pozvediti, mnogotere zadeve

in okolistave, katerih je treba poznati pri sotavljanji mašine, ako se hoče doseči večina njenega dela.

Za večino dela smo dobili dvoje raznih oblik; ogledjmo naj poprej to-le

$$L_n = AkQ \left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\};$$

ako postavimo tukaj spodnjo in zgornjo mejo $T_1 = 273^\circ C.$ in $T_2 = 573^\circ C.$ je pa

$$L_n = AkQ \left\{ 1 - \sqrt{\frac{273}{573}} \right\} = kQ \cdot 424 \left\{ 1 - \frac{16 \cdot 523}{23 \cdot 937} \right\},$$

tedaj

$$L_n = 131 \cdot 3 kQ \text{ kilogram-metrov.}$$

Ako hočemo napraviti mašino, ktera opravlja P konjskih del ali $75P$ kilogram-metrov v sekundi, ako šteje mašina v minuti N okrožnih zrakovih sprememb, in ako je k kilogramov zraku v nji, mora ona vsako minuto dati zraku kNQ kalorij gorkote —, toraj vsako uro $Q_1 = 60kNQ$ kalorij gorkote, toraj svako uro $Q' = 60 kNQ$ kalorij. Tedaj velja za vsako uro

$$L_1 = 131 \cdot 3 Q' = 3600 \cdot 75 P$$

Iz te enačbe se dobava tista gorkota —, ktero mora dati peč vsako uro zaprtemu zraku za vsako konjsko moč, namreč

$$\frac{Q'}{P} = \frac{3600 \cdot 75}{131 \cdot 3} = 2058 \text{ kalorij.}$$

Spomnimo se da smo poprej dobili za gorkoto Q_1 , ki se mora pri vsakem obhodu zraku odvzeti, obliko

$$Q_1 = \frac{T_1}{T}.$$

in da se tukaj gorkotna množina Q ozira na vsako uro in zaznamuje se Q' , se mora tudi na vsako uro ozirajoča gorkota Q' zaznamovati z Q'_1 , ta je

$$Q'_1 = \frac{T_1}{T} Q.$$

Ker pa je pri večini dela $T = \sqrt{T_1 T_2}$, je pa

$$\frac{T_1}{T} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}},$$

tedaj dobimo gorkoto, ktera se mora zaprtemu zraku odvzeti vsako uro za vsako konjsko moč:

$$\frac{Q_1}{P} = \frac{Q^1}{P} \sqrt{\frac{T_1}{T_2}},$$

ali

$$\frac{Q_1}{P} = 2058 \cdot \frac{16.523}{23.937} = 1420 \text{ kalorij.}$$

Da se pa morejo te gorkotne množine preračuniti pri vsakterih drugih mejah T_1 in T_2 je pa treba poznati splošne oblike. —

Ako pomeni L_n največi delo za vsako uro ali $t = 3600''$, in mašina ima moči za P konj, je pa

$$\frac{L_n}{t} = 75 \cdot P$$

ali pa

$$\frac{A \cdot 60NQ}{t} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\} = 75P$$

kjer pomeni $60kNQ = Q^1$ množino gorkote, ki se dá zraku vsako uro. Tedaj je

$$\frac{Q^1}{P} = A \frac{75.3600}{\left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}} \text{ kalorij}$$

množina gorkote, ki jo mora peč dati zraku vsako uro za vsako konjsko moč.

Spomočjo te zadnje in tiste zgornje enačbe, ki se ozira na gorkoto Q_1 , ktera se mora z ohlajenjem jemati zraku vsako uro, se dobi

$$\frac{Q_1}{P} = \frac{75.3600}{A \left\{ 1 - \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}} \cdot \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} = \frac{75.3600}{A \left\{ \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1 \right\}} \text{ kalorij.}$$

Po tej enačbi se dobava tista množina gorkote, kejo je treba zraku odjemati vsako uro za vsako konjsko moč.

Spomnimo se dalje da smo zgoraj imeli

$$L_n = 60.75 \frac{P}{N}$$

in pa

$$L_n = A\lambda (\sqrt{T_1} - \sqrt{T_2})^2$$

ter tudi

$$L_n = Ak\lambda (\sqrt{T_1} - \sqrt{T_2})^2$$

pa dobimo

$$Ak\lambda(V\overline{T_1} - V\overline{T_2}) = 60.75^2 \frac{P}{N}.$$

Iz te enačbe pa izhaja teza v mašini zaprtega zrakú, katerega je treba v mašini ako hoče delati z l' konjskimi močmi in sicer tako da vsako minuto pah v valjarji N -krat sem in tje zažene ali prvo kolo z ročnico N -krat na okrog zavrti; ta teža je

$$k = \frac{60.75 P}{A\lambda N (\overline{V T_1} - \overline{V T_2})^2}.$$

Kakor pa smo zgoraj šlišali je tudi

$$k = \frac{p_1 V_1}{RT_1},$$

kjer pomeni V_1 prostornina vsega zaprtega zraku na prvi stopinji.

Tedaj se iz zadnjih dveh enačeb dobava prostornina V_1 , in sicer

$$V_1 = k \cdot \frac{RT_1}{p_1} = \frac{60.75}{A(\overline{V T_1} - \overline{V T_2})^2} \cdot \frac{P}{\lambda N} \cdot \frac{RT_1}{p_1}.$$

Da imamo vse splošne oblike skupaj pa pristavimo še zgornji enačbi, in sicer

$$V = V_1 \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

po kateri se preračunava naj manjša prostornina V_3 sostisnjene-
nega zrakú, in pa

$$V_3 = V_1 \left\{ \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

iz katere se dobava naj večja prostornina V_3 razprostrtega zrakú.

Zdáj pa utegnemo prerajtati tudi težo zrakú, ktero dela v zaprti mašini, ko je naj bolje izpeljana po zgorej postavljenih temperaturnih mejah. Ta teža je tedaj

$$k = \frac{60.75}{A(\overline{V T_1} - \overline{V T_2})^2} \cdot \frac{P}{\lambda N} = \frac{4500}{424(23.937 - 16.523)^2} \cdot \frac{P}{\lambda N}$$

toraj

$$k = 0.19304 \cdot \frac{P}{\lambda N} \text{ kilogramov zrakú.}$$

Tedaj pa je

$$V_1 = k \cdot \frac{RT_1}{p_1} = \frac{k}{p_1} \cdot 29 \cdot 272 \cdot 273$$

ali pa

$$V_1 = 0.19304 \cdot 29 \cdot 272 \cdot 273 \cdot \frac{P}{\lambda N p_1} = 1542.2 \cdot \frac{P}{\lambda N p_1} \text{ kubičnih metr.}$$

Ker pa se tlak pri velicah mašinah po navadi meri po atmosferskem tlaku, ki zuaša v normalnem stanu = 10334 kilogramov na kvadratni meter, pa postavimo

$$p_1 = z_1 \cdot 10334$$

kjer pomeni z_1 koliko atmosferskih tlakov dela zrak v mašini na prvi stopinji.

V teh znamenih pa je

$$V_1 = \frac{P}{\lambda N z_1},$$

ali

$$V_1 = \frac{1542.2}{10334} \cdot \frac{P}{\lambda N z_1},$$

$$V_1 = 0.14928 \cdot \frac{P}{\lambda N z_1} \text{ kubičnih metrov.}$$

Ako hočemo najti prostornino V naj bolj stisnutega zraku, se moramo spomniti da je $z = 1.41$, tedaj $\frac{1}{z-1} = \frac{1}{0.41}$ toraj

$$V = V_1 \left\{ \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \right\}^{\frac{1}{0.41}} = V_1 \cdot \left\{ \frac{16.523}{23.937} \right\}^{\frac{1}{0.41}}$$

ali pa

$$V = 0.14928 \cdot \frac{P}{\lambda N z_1} \cdot \left(0.69024 \right)^{\frac{1}{0.41}} = 0.405 \cdot V_1.$$

Naj večja prostornina V_3 razprostrtega zrakú pa je sploh pri teh mejah

$$V_3 = V_1 \left(0.69024 \right)^{\frac{1}{m} - 1} \text{ kubičnih metrov.}$$

Gledé na Stirlingovo mašino pa se zdaj hitro dobavajo posamezni zneski, ako vzamemo $m = 0$

ter

$$\lambda = \frac{m\lambda - n}{m - n} c = c = 0.16848.$$

Teža zrakú, s katerim ta mašina dela

$$k = \frac{0.19304}{0.16848} \cdot \frac{P}{N} = 1.1458 \text{ kilogramov.}$$

Prostornina tega zraku od začetka vsakterega obhoda

$$V_1 = \frac{0.14928}{0.16848} \cdot \frac{P}{Nz_1} = 0.886 \cdot \frac{P}{Nz_1} \text{ kubičnih metrov.}$$

Kakor smo pa zgoraj videli, je pa pri tej osnovi prostornina V_3 naj bolj razprostrtega zraku $V_3 = V_1$; tedaj tudi znamo po zadnji enačbi.

Prostornina v tej mašini zaprtega zraku v naj bolj sostisnjenem stanu pa je

$$V = 0.405 \cdot V_1 = 0.3588 \cdot \frac{P}{Nz_1} \text{ kubičnih metrov.}$$

Ker je pa pri tej mašini prostornina V_2 naj bolj ogretega zraku enaka prostornini V , je pa tudi določena z zadnjo enačbo.

Predenjamoremo razsoditi, ali se prilega rabi bolj Stirlingova ali pa Ericsonova stara osnova kalorične mašine, pa pogledjmo še prikazni pri

b) Ericsonovi mašini. Ericson je pri svoji stareji mašini vpeljal tako osnovo, da zrak med tem ko se ogreva in ko se ohladije ne spreminja svojega tlaka, kega je poprej dosegel. Tedaj ste tisti poti ali kurvi, po katerih se zrak ogreva in ohladije, ravni črti bc in ad vštice koordinatne osi OX kakor kaže podoba 23.

Kakor smo šlišali v poprejšnem premišljevanji se dobavajo toplotne spremembe pri stanovitnem gazovim tlakú, iz enačbe

$$p^m v^n = h,$$

ako se postavlja $n = 0$. — Tedaj velja to v našem naklonu, ter

se dobi iz $\lambda = \frac{mz - n}{m - n} c$, tukaj

$$\lambda = z.c = 1.41.0.16448 = 0.23751.$$

Teža zrakú, s katerim dela ta mašina je toraj

$$k = \frac{0.19304}{0.23751} \cdot \frac{P}{N} = 0.8128 \cdot \frac{P}{N} \text{ kilogramov.}$$

Stirlingova mašina potrebuje tedaj več zrakú kakor Ericsonova, ker una ima $k = 1.1458 \frac{P}{N}$.

Prostornina tega zrakú od začetka vsakega obhoda pa je

$$V_1 = \frac{0.14928}{0.23751} \frac{P}{Nz_1} = 0.6285 \cdot \frac{P}{Nz_1} \text{ kubičnih metrov.}$$

V njegovem naj bolj sostisnenem stanu (v, p, T) je prostornina tega zraku V_1 in sicer

$$V = 0.405 V_1 = 0.254 \cdot \frac{P}{Nz_1} \text{ kubičnih metrov.}$$

Naj večja prostornina V_3 tega zraku pa je

$$V_3 = V_1 \left\{ \sqrt[n]{\frac{T_1}{T_2}} \right\}^{\frac{1}{\frac{n}{m}-1}},$$

ker pa je tukaj $n=0$, je pa

$$V_3 = V_1 \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

ali

$$V_3 = 0.6285 \frac{P}{Nz_1} \cdot \frac{16.523}{23.937} = 0.911 \frac{P}{Nz_1} \text{ kubičnih metrov.}$$

Temu nasproti pa je ta prostornina pri Stirlingovi mašini manjša, ker ne znese več kot $0.886 \frac{P}{Nz_1}$. Tedaj je Stirlingova mašina manjša kakor Ericsonova, akoravno ima več zrakú v sebi.

Oglejmo pa se še po primeri naj večega tlaka v Ericsonovi mašini.

V tej mašini se ogreva zrak pri stanovitnem tlaku $p = p_2$, ter je tlak ta naj večí v nji. Zrak pa se zopet ohladije pri nižjem stanovitnem tlaku $p_1 = p_3$, kakor spoznavamo po podobi.

Ker ste ab in cd adiabatíčni kurvi, in ker so tedaj p in T , p_1 in T_1 v isti adiabatíčni kurvi ab , pa velja za te množine dosled zgornege uka o adiabatíčnih prikaznih enačba

$$\frac{p}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

ker pa je za večino dela $T = \sqrt{T_1 T_2}$ je pa tudi

$$\frac{p_2}{p_1} = \left\{ \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \right\}^{\frac{x}{x-1}} = \left(\frac{1}{0.69024} \right)^{\frac{1.41}{0.41}},$$

tedaj

$$p_2 = p_1 \cdot 3.5785.$$

Vzemimo v izgled mašino, ki bi imela moči za sto konj ali $P = 100$, o kateri bi vsako minuto dopolnilo se ($N = 10$) deset zrakovih obhodnih sprememb, in v kateri bi od začetka zrak ne trpel več tiska kot eno atmosfero, je pa $p_1 = 10334$ kilogramov, ter $z_1 = 1$. — Za tako močno mašino dajo zgornje oblike te-le množine:

$$V_3 = 0.911 \frac{P}{N z_1} = 9.11 \text{ kubičnih metrov!}$$

in sicer pri Ericsonovi osnovi; pri Stirlingovi osnovi pa

$$V_3 = 0.886 \frac{P}{N z_1} = 8.86 \text{ kubičnih metrov!}$$

Ker ta zrak mora po valjarjevi votlini goniti pah samtertje, bi pa moral valjar tako velikansk biti, da bi imel okoli devet kubičnih metrov votljine! — Saj vé da velja to samo v tem naklonu, ko bi od začetka zrakovi tlak p_1 ne bil večí kot tlak zunanjega zrakú.

Zraven tega bi pri Ericsonovi mašini moral začetni tlak $p_1 = z_1 = 1$ sostiskovaje poozdigniti se do $p = p_2 = 3.5785$ atmosfer, med tem, ko bi se začetna prostornina

$$V_1 = 0.6285 \frac{P}{N z_2} = 6.285 \text{ kubičnih metrov,}$$

sostisnuje do naj manjše prostornine V

$$V = 0.2545 \frac{P}{N z_1} = 2.545 \text{ kubičnih metrov.}$$

Velikost in neokretnost zaprte kalorične mašine prihaja, kakor nas uči zgornji izgled od tega, da potrebuje zrak v njej toliko votljine v valjarji. Pri taki napravi bi pa tudi pah v valjerjovi votlini šel preveč na širokost, ter bi bilo kaj težko skrbeti za neproduhljivo zapiranje notranjega zrakú. — Vse drugače se kažejo potrebe parne mašine, ki dela za sto konj. Izkušnje učé, da valjarjeva votljina pri enako močni parni mašini zadostuje ako ni

veča kot 1.2 kubičnih metrov. Tedaj valjar kalorične mašine, skoraj 74-krat veči kot valjar pune mašine.

Kakor smo več zgoraj omenili, se pri močni kalorični mašini ne moremo drugače ogniti neokretne velikosti kot s tem da utegnemo spraviti zrak v prvem stanu pod močnejši tlak z_1 , kateri znaša več atmosferskih tlakov. Prašajmo koliko atmosfer bi moral znašati prvi tlak z_1 , ako bi hoteli mesti Stirlingovega valjarja pri mašini za sto konj vzeti valjar enako močne parne mašine, ki nima več votljine kot 1.2 kubičnih metrov?

Ker je dosled poprejšnjih enačeb

$$V_3 = 0.911 \cdot \frac{P}{N z_1}.$$

je pa tlak z_1 med tem ko se zrak ohladije do prvega stanu pri Ericsonovi mašini zmiraj — z_1 in sicer

$$z_1 = 0.911 \cdot \frac{P}{N V_3}.$$

Naj bo tedaj naj večja prostornina $V_3 = 1.2$ kubičnih metrov, $P = 100$, $N = 10$, je pa

$$z_1 = 0.911 \cdot \frac{100}{10 \cdot 1.2} = 7.59 \text{ atmosfer.}$$

Ker pa je pri ogrevanju tlak $p = p_2$ stanovit in sicer

$$p_2 = p_1 \cdot 3.5785 = z_1 \cdot 3.5785,$$

je pa tukaj

$$p_2 = 7.59 \cdot 3.5785 = 27.15 \text{ atmosfer.}$$

Iz tega izgleda pa spoznavamo, da je treba silo velikoga tlaka, ko bi hoteli valjar kalorične mašine napraviti tako majhen, kakor je valjar enako močne parne mašine. Pri tako velikom tlaku bi menda komaj bilo mašinarjem mogoče napraviti neproduhljivo zapero med pahom in valjarjevo steno, ker od zunaj ima nasprotni atmosferski tlak pre malo moči.

Toliko pa se previdi po tem izgledu, dabi pri neki srednji velikosti tudi naprava trpela neki srednji tlak, s katerim bi se dalo delati.

Ako pa napravimo kalorično mašino z manjšo konjsko močjo, pa odpadejo več del vse te zapreke, ker te niso prevelike, valjar je namreč tim manši čim hitreje se sme v njem gibati pah semtertje, čim večji je N . Izkušnje pa uče, da pri manjših mašinah pahi utegnejo veliko hitreje teči semtertje.

Kalorične mašine, ktere opravljajo dela za kako malo število konj, se tedaj priporučajo dejavnem življenji in upati je da bodo dobro izpeljane, tako da opravljajo večino dela, vpeljevale se se bolj in bolj pri manjših obrtnijah in pri rodelstvu.

O zakonu splošnje osnove kaloričnih mašin.

Ker ni dvometi, da se bo ta ali uni mašinar prizadeval, osnovati kalorično mašino na drugi način, misleči da napravi boljšo mašino, je pa potreba poprej po matematični poti ogledovati zakon okrožnih toplotnih sprememb, da bo moč presojevati, kako bi bilo mogoče vpeljati boljšo napravo. Iz nasledkov sledečega premišljevanja si utegne mašinar poiskati odgovor, ali je mogoče ali ne, da bi kaka njegova v misli vzeta nova osnova prinesla boljšo mašino na dan.

Pri zgornjem preiskovanji smo si uzeli na pomoč dve adiabatni poti, po katerih se spreminja zrakovi tlak, med tem ko zrak od zunaj ne dobiva nobene gorkote in tudi ne zgubiva nič gorkote. Raztezanje in sostiskanje zrakú se tedaj loči zgoraj vsako na dva dela; deloma se sostiskava zrak po adiabatni poti deloma pa po kateri splošnejši postavi, in tudi raztezava se zrak deloma po splošnejši postavi deloma pa po adiabatni poti. — Pri zgoraj ogledanih dozda izpeljanih kaloričnih mašinah se v resnici vse prek srede tako godi kakor smo si domišljevali pri matematičnem razlaganju.

Zdaj pa hočemo poiskati nekaj bolj splošnih postav, po katerih se utegne spreminjati zrakovi tlak, med tem ko se zrak obhodno spreminja po okrožnih gorkotnih potih.

Kakor smo že precej poprej prepričali se tiči v enačbi

$$p^m v^n = h$$

mnogotero posebnih postav za spreminjavanje zrakú po obračljivih potih.

Mislmo si tedaj, da se pri raztezauji in sostiskauji utegne postava zrakovega tlaka spremeniti pri vsacem med potjo kakor poprej, da pa ni nobene spremembe take, da bi se njegova gorkota od zunaj spreminjala. Vzemimo na pomoč podobo 24. Zrakovi tlak naj obhodi pri okrožnih obračljivih spremembah od svojega prvega stanú (v_1, p_1, T_1) dva para pot preden dojde nazaj v prvi stan; in sicer naj sta poti

ab in cd podvrženi splošni postavi $p^m v^n = h$,

mesti da bi bil to adiabatične poti kakor poprej; drugi poti

$$bc \text{ in } ad \text{ pa splošni postavi } p^{m'} v^{n'} = h^1.$$

Dokazali pa smo že, da ko se zrak spreminja po takih postavah, da je takrat množina Q gorkote, kejo je zraku treba dovažati ali odvažati v gotovi primeri ali proporcionalna spremembi absolutne temperature na tisti poti, tedaj

$$dQ = \lambda. dT.$$

in sicer velja pri tej postavi enačba

$$\lambda = \frac{m\alpha - n}{m - n} c$$

in

$$\lambda_1 = \frac{m'\alpha - n'}{m' - n'} c.$$

Ako imenujemo tisto gorkotno množino = Q , ktera se gazu mora dodati na potih ab in bc , je pa

$$dQ = \lambda. dT + \lambda_1 dT,$$

tedaj integral

$$Q = \lambda \int_{T_1}^T dT + \lambda_1 \int_{T_1}^{T_2} dT$$

ter

$$Q = \lambda (T - T_1) + \lambda_1 (T_2 - T_1).$$

Naj bo dalje Q_1 tista gorkotna množina, ktera se mora gazu odvzeti na potih cd in da , je pa

$$\left\{ dQ_1 = - \right\} \lambda \int_{T_2}^{T_3} dT + \lambda' \int_{T_3}^{T_1} dT \left\{$$

ter

$$Q_1 = \lambda (T_2 - T_3) + \lambda_1 (T_3 - T_1).$$

Ker imamo tukaj pred soboj enotne in obračljive okrožne spremembe, se pa pozveduje pridobljeno delo po znami postavi

$$L = A (Q - Q_1).$$

Kakor kažejo vse te enačbe se ravna delo po temperaturnih mejah T , T_1 , T_2 in T_3 , katerih pa še ne poznamo. Poišimo tedaj, po kateri postavi se drže te temperature ena drugi?

Vzemimo si v naši podobi 24 dve adiabatični kurvi aQ in cQ na pomoč. Ker stojeta kraja a in c v teh dveh adiabatičnih kurvah, pa

vemo da je za vsakreri prestop gorkotnih sprememb iz prve do druge adiabatične kurve, tudi iz a do c neka stanovitna množina, in sicer

$$\int_{v_1}^{v_2} \frac{dQ}{T} = + Z.$$

Tedaj je za prestop po potih ab od kraja a do kraja c

$$Z = \int_{v_1}^{v_2} \frac{dQ}{T} = \lambda \int_{T_1}^T \frac{dT}{T} + \lambda_1 \int_T^{T_2} \frac{dT}{T}$$

tedaj

$$Z = \lambda \cdot \log \left(\frac{T}{T_1} \right) + \lambda_1 \cdot \log \left(\frac{T_2}{T} \right).$$

Enako velja za prestop po potih ad in dc iz kraja a do kraja c

$$Z' = \lambda_1 \int_{T_1}^{T_3} \frac{dT}{T} + \lambda \int_{T_3}^{T_2} \frac{dT}{T}$$

tedaj

$$Z' = \lambda_1 \cdot \log \left(\frac{T_3}{T_1} \right) + \lambda \cdot \log \left(\frac{T_2}{T_3} \right).$$

Ker je pa znesek Z in Z' stanovitna množina, je pa $Z = Z'$, tedaj tudi

$$\lambda \cdot \log \left(\frac{T}{T_1} \right) + \lambda_1 \cdot \log \left(\frac{T_2}{T} \right) = \lambda_1 \cdot \log \left(\frac{T_3}{T_1} \right) + \lambda \cdot \log \left(\frac{T_2}{T_3} \right)$$

ali pa

$$\log \left[\left(\frac{T}{T_1} \right)^{\lambda} \cdot \left(\frac{T_2}{T} \right)^{\lambda_1} \right] = \log \left[\left(\frac{T_2}{T_3} \right)^{\lambda} \cdot \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\lambda_1} \right].$$

Ker pa sta logaritma enaka eden drugemu, sta pa tudi podnožnice (basis) enaki:

$$\left(\frac{T}{T_1} \right)^{\lambda} \cdot \left(\frac{T_2}{T} \right)^{\lambda_1} = \left(\frac{T_2}{T_3} \right)^{\lambda} \cdot \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\lambda_1}.$$

Ako se ta enačba z T^{λ} dividira in z T_3^{λ} multiplicira, se pa dobi

$$\left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\lambda_1} \cdot \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\lambda_2} = \left(\frac{T_3}{T_2}\right)^{\lambda_1} \cdot \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\lambda_2}$$

in iz te enačbe izhaja

$$\left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\lambda_1 - \lambda_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\lambda_1 - \lambda_2},$$

$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Iz tega se dobi

$$T_3 = \frac{T_2}{T_1} \cdot T_1.$$

Ako se ta znesek T_3 postavi v enačbo

$$Q_1 = \lambda (T_2 - T_3) + \lambda_1 (T_3 - T_1),$$

se pa dobi

$$Q_1 = \lambda \frac{T_2}{T_1} (T - T_1) + \lambda_1 \frac{T_1}{T} (T_2 - T).$$

Ako se zdaj postavi zgornji znesek Q in zadnji znesek Q_1 v enačbo ki kaže opravljeno delo L , se pa dobi

$$L = A \left[\lambda (T - T_1) + \lambda_1 (T_2 - T) - \lambda \frac{T_2}{T} (T - T_1) - \lambda_1 \frac{T_1}{T} (T_2 - T) \right],$$

ali

$$L = A \left[\lambda (T - T_1) \cdot \left(1 - \frac{T_2}{T}\right) + \lambda_1 (T_2 - T) \cdot \left(1 - \frac{T_1}{T}\right) \right]$$

ter tudi

$$L = \frac{A}{T} \left[\lambda (T - T_1) (T - T_2) + \lambda_1 (T_2 - T) (T - T_1) \right],$$

tedaj pa je

$$L = (\lambda_1 - \lambda) \frac{A}{T} (T_2 - T) (T - T_1).$$

Ako hočemo delo L računati tudi po gorkotni množini Q , která se doda zraku pri spremembah na poti *abc*, in sicer

$$Q = \lambda (T - T_1) + \lambda_1 (T_1 - T),$$

se pa dobi

$$L = (\lambda_1 - \lambda) \cdot \frac{AQ}{T} \cdot \frac{(T_2 - T) (T - T_1)}{\lambda (T - T_1) + \lambda_1 (T_2 - T)}.$$

To je splošna enačba pri vsacem obhodu okrožnih gazovih sprememb pridobljenega zunanjsega dela.

Ako je pa ta oblika v resnici sploh veljavna, pa morajo v njej tleati tudi zgornje oblike dela, ki smo ga dobili, ko ste bili dve poti ab in cd adiabatni. Poskusimo ali je to resnica? Ako ste ab in cd adiabatne poti, je tisti del množine Q , ki se nabira na ti poti enak ničli, ter je $\lambda = 0$, tedaj v tem naklonu delo

$$L = \lambda_1 \frac{AQ}{T} \cdot \frac{(T_2 - T)(T - T_1)}{\lambda_1(T_2 - T)} - \frac{AQ}{T} (T - T_1);$$

ili pa, ker je zdaj

$$Q = \lambda_1 (T_2 - T)$$

tudi

$$L = - \frac{A\lambda_1}{T} (T_2 - T)(T - T_1).$$

To so pa v resnici ravno tiste enačbe opravljenega zunanjskega dela L , kakor so bile one, ke smo jih zgoraj našli, tedaj spoznava, da imajo naše tukajšnje enačbe veliko splošnejšo veljanost.

Poglejmo pa dalje, koliko dela Lk opravlja kalorična mašina, v kateri se spreminja k kilogramov zrakú, pri vsakem obhodu. to delo je k -krat večje, ker zgornje delo L velja za vsak kilogram, ter je

$$Lk = (\lambda_1 - \lambda) \frac{kA}{T} (T_2 - T)(T - T_1).$$

Mislmo si spremembe tako izpeljane da sta λ in λ_1 pozitivni množini, je pa $T > T_1$ in $T_2 > T$ ali $T_2 > T > T_1$; tedaj je T , naj večja temperatura. — Ker pa dejavno življenje in raba določuje spodnje in zgornje temperaturne meje T , in T_2 , je pa treba srednjo temperaturo T tako izvoliti si, da bo zunanje delo L naj večje. — Enačba tega dela pa ima tudi obliko

$$L = (\lambda_1 - \lambda) kA \left(T_2 + T_1 - T - \frac{T_1 T_2}{T} \right);$$

spoznali pa smo že zgoraj da ima delo L pri tej obliki naj večji znesek, kadar je

$$T = \sqrt{T_1 T_2}.$$

Ker pa pri sedanjih gazovih spremembah velja enačba $T_3 = \frac{T_2 T_1}{T}$, je pa tudi

$$T_3 = \frac{T_2}{\sqrt{T_1 T_2}} \cdot T_1 = \sqrt{T_1 T_2},$$

toràj

$$T_3 = T.$$

Ako postavimo te zneske v zgornjo enačbo Lk se pa dobi enačba za včino dela L ,

$$L_1 = (\lambda_1 - \lambda) \frac{kA}{V_{T_1 T_2}} \cdot (T_2 - \sqrt{V_{T_1 T_2}}) (\sqrt{V_{T_1 T_2}} - T_1)$$

ali pa po tistem preoblikovanji kakor zgoraj

$$L_1 = (\lambda_1 - \lambda) \cdot kA \cdot (\sqrt{V_{T_2}} - \sqrt{V_{T_1}})^2.$$

S temi enačbami je naša na čelo postavljena naloga sploh rešena.

Mašina z eksplozivnim plinom.

Komaj se je jela po Evropi upeljavati nova Ericson-ova mašina v djavno življenje, že je iznajšel Lenoir v Parizu drugo mašino, katero goni eksplozivni plin.

Prikazen, ktera se razkazuje radovednim učencom z električno pištolo, je menda pripravila Lenoir-a k njegovi iznajdbi. Električna pištola je majhna posodica z neproduhljivimi stenami. V odprti posodi dokler je prazna ni drugzega kot atmosferski zrak. Ako se v tej posodi nalovi nekaj vodenega plina ali vodenca, je pa posoda napolnjena z zmesjo, ktera obstoji iz atmosferskega zraku in iz vodenca. Tako napolnjena posodica se zamaši z korkovo veho.

Ako sega skozi to posodico od ene stene do druge bakreni od njenih sten izolirani drat, kateri je v posodi nemalo prerezan, in ako se spusti po tem dratu električen tok kakega električnega kolvrata, se pa v posodici na prerezi med dratenema koncoma pokaže električna iskra, ktera preskoči prostor med koncoma. Kakor pa električna iskra šine skozi plinsko zmes, ki je v posodici, jo pa ožge, tako hitro da plin zažene z močjo in pokom zamašek iz posodice. Mi pravimo, da se je plinska zmes razpoknila ali da je zmes vodenca in atmosferskega zraku eksplozirala.

Kakor se napravi iz zraku in vodenca eksplozivna zmes enako se dela eksplozivna zmes iz zraku in iz svetečega plina, ki se dela iz uglja in kateri se rabi po večih mestih za ponočno zvečavo po ulicah.

Lenoirova mašina.

Zakon in osnova te mašine se dá razumeti po priloženi podobi 25. MN pomeni horizontalni votlji valjar z gibljivim pahom A , kateri neproduhljivo zapira valjarjevo votljino. Tega paha se drži drog li , tako da gre s pahom semtertje. Drog pa sega z svojim ko-

molcom h po ročnici r , in ročnica se trdno derži osi na velikem kolesu ali na gonu G .

Ko se tedaj pah A požene od leve na desno, pa žene pah z vodom in ročnico gon in vsaktere osi in kolesa, iz katerih obstoji delajoči del pristavljene naprave.

Naj stoji od začetka pah naj bližej dnu pri a ; — zdaj se naj gon toliko zgiblje da potegne pah nekaj malega od a do A . Pri tem gibanji potegne mašina sama zkrivljeni vod ndc proti desni strani ter odpre ž njim zalopnico o , sktero se zapira in odpira cev uo . Po cevi uo pa dohaja eksplozivna plinska zmes, ter napolne hitro valjarjevo votljinno od dnu M do A . Na tisti stopinji kadar je v valjarji dosti razpahljive plinske zmesi, pa zadane krivi vod ndc z svojim zgornim koncom n na kovinsko ploščico m , ter se stakne stem dratena vez električnega kolovrata k tako, da samo na mesti x ostaneta dratova nekaj malega vsaksebi. V tistem trenutku ko se tedaj pri nm sostakne kolovratova vez pa steče elektrika po drateni vezi, pri x pa skoči v podobi električnega žarka od enega konca na drugega skozi eksplozivno plinsko zmes, ter jo vneme kakor v kaki električni pištoli.

Zdaj ko plinska zmes eksplodira je pa zaprta tudi cev ou , tedaj zadane vsa ekspanzivna moč eksplodiranega plina na pah A ter ga zažene na enkrat močno proti desni strani do konca b . Ko prileti pah do konca, pride ročnica pr , s katero se je na ti poti gon zavrte, do kraja q . Zdaj se pa vrti gon z svojo živo močjo dalje, ter žene ročnico od q proti y nazaj in žnjo vred tudi pah nazaj v valjarjevo votljinno. Da na ti poti nazaj gredé gon ne zgubi preveč moči, mora plinska razpuhljena zmes ali ohladiti se, da zgubi ekspanzivno moč, ali pa iztočiti se v prosti zrak.

Ako se hoče razpuhljena zmes iztočiti v pravem času, mora mašina sama z kakim vodom odpreti veho ali zalopnico e v tistem trenutku ko pride pah do konca b in ko se ima ročnica vrniti od q nazaj proti y . Ako pa se hoče z ohlajenjem jemati razpuhljeni zmesi njena ekspanzivna moč, pa mora ves valjar ali pa njegov zadnji konec stati v merzli vodi. To se doseže ako se valjar, kega vidimo v podobi obda z drugim nekaj večim — valjarjem tako da med njima krog in krog ostane nekaj votljine. Ta votljina se napolni z mrzlo vodo. Ker se pa ta voda hitro ogreva ko obdaja gorke stene prvega valjarja in ko ohladuje razpuhljeno zmes, je pa treba

ponavljati vodo ali skrbeti za dotekauja mrzle in za odtekanje ogrete vodé.

Kadar je naprava taka, da se nazaj gredé ohladi razpuhljena zmes, zgubi plin v votlini zadej za pahom skoraj vso ekspanzivno moč. Ako se na tej poti odpro zalopnice *zz* na desni strani pa pritiska zunanji zrak od zunaj na pah in ga žene nazaj na duu, takó da gon pri tem ne zgubi kaj svoje moči, ampak da jo še pridobi ako je osnova pripravna. — Mašina, ki ima tako osnovo, da nazaj gredé žene atmosférični zrak pah do duu, se imenuje atmosférična plinska mašina.

Utegne pa mašina biti tako važno osnovana, da goni eksplozivna plinska zmes sama pah semtertje. Ako si mislimo enako napravo z cevjo *ou* in z dratenema koncama *x* tudi na desnem konci pri *N*, pa lahko razumemo, da se tudi na desnem konci *N* nabira eksplozivna zmes ko pah začne gibati se od *b* proti *a* in da eksplodira ta zmes na pravem mestu ter zažene pah *A* do prvega konca *M* odkodar ga je prignala eksplozivna moč une strani.

Pri tej zadnji osnovi je Lenoirova mašina precej podobna parni mašini brez zgostilnika (kondenzatorja), ktera dela z velikim tlakom in z raztezanjem v valjarji vjete pare. Velik razloček pa obstoji v tem, da pri parni mašini vodena para naj močnejše dela ko priteka iz kotlja v valjar, pri tej plinski mašini pa plinska zmes takrat ko priteka v valjar ne dela nič, ampak še le po tem ko se vname. Tisti čas ko plinska zmes ne dela, mora premagovati *gon* z svojo nabrano živo močjo vse zapreke v mašini.

Slabost na kateri trpi Lenoir-ova mašina pa obstoji v trenutnem butanji, kega dela eksplozija. Od tega butanja trpita valjar in pah, pa tudi razpahljiva zmes zgubi pri butu preveč moči in valjar se preveč od tega ogreva. Sicer je Lenoir vpeljal ohladivnik in Hugon je pridjalval pristopajoči plinski zmesi nekaj vodé, da bi se zmanjšalo butanje in ogrevanje valjarjevih sten; pa vendar ta slabost se ni dala odpraviti drugače kot z novo osnovo mašine, ktero sta upeljala Otto in Langen v Köln-u.

Otto-nova in Langen-ova mašina.

Ker se pri Lenoir-ovi mašini z eksplozivnim mahom ali z butanjem zarad tega največ moči zgubi, ker pah ne more tako hitro bežati in gnati gonú in koles in ker se toràj mah preveč podeli družim

delom po mašini, sta Langen in Otto napravila tako osnovo, da eksplozivna moč zažene mahoma pah do konca valjarja, med tem ko plin sam pah žene pred saboj ali ko pah prazen teče in ne opravlja nobenega dela. Še le ko priteče pah do konca valjarja in ko se ohladi zadi za pahom razpuknjena zmes, ga zažene močnej atmosferični tlak nazaj v votlino in na tej poti nazaj gredé podrine pah za gonovo os ter ga vrti in dela.

Ker tukaj nimamo namena, razlagovati vseh sestavnih del mašine tako natanko, da bi mogel mehanik kar izdelati jih, ampak ker nam gre večidel za zakon, po katerem je izpeljana njena osnova, pa hočemo vzeti na pomoč podobo 26 in pogledati kako opravlja ta plinska mašina svoje delo.

MN je močan votel valjar, iz železa izlit; v njem se giblje pah z jeklenimi oboči tako da zapira votlino med dnom *M* in med saboj tako da okoli njega ne more nič zraku ne ven ne notri. S tem pahom vred se giblje njegov ravni zobati drog *li*, kateri se vjema s svojimi zobmi za zobé zobatega kolesa *R*.

Zobato kolo *R* si mislimo obstoječe iz dveh koles, iz manjšega *r* katero je trdno nabito na osi velikoga gonú *G*, in pa iz večega kolesa *R*, katero objema tega manjšega. Oba kolesa naj bota zobata kakor kaže podoba. V tem večem kolesi si mislimo elastično kljuko *z*. Kadar stoji gon *G* in njegova os in kolic *r* se utegne potegniti in njegovi drog *li* proti desni strani; drog žene pri tem gibanji z svojimi zobmi samo zunanje večje kolo *R*, ker kljuka *z* drči kroz zavere po oglajenih zobnih herbtihi malega kolesca.

Ko bi pa hoteli potegniti zobati drog in pah *A* od desne strani na levo, bi se sicer tudi zavrtelo večje kolo *R*, zdaj pa bi se oprla elastična kljuka z svojim zobom ravno zadi za močan zob manjšega kolesca, ter bi večje kolo *R* ne moglo se vrtiti samo, ampak vrtelo bi se ž njim vred tudi malo kolesce *r*, ter tudi velika os in gon *G* kateri stoji na tej osi.

Osnova pri pahovem drogu je tedaj taka, da pah ven iz valjarja gredé ne dela nič, ker vrti se od tega samo večje kolesce *R*, os in gon pa ne; nazaj gredé pa se vjame večje kolo in drog z osjo in gonom tako da pah ko se giblje proti valjarjevemu dnu vrti veliko os in ž njo vred gon, ter opravlja delo.

Železni valjar *MN* je na levem konci obdan od večega šibkejega valjarja, in prostor *mn* kar ga ostaja med njima je napolnjen z mrzlo vodo. Naprava je taka, da ogreta voda iz vrha odteka,

mrzla voda pa od spodaj priteka iz kake bližne nemalo višej stoječe posode.

Zgornja valjarjeva stena (v naši podobi) je na dveh krajih prebita in na tej strani deloma kakor deska oglašena, tako da se je dilici podobno krmilo *ab* tako prijemlje, da še zrak vmes vhažati nemore. Da se pa bolje tiši krmilova dilica jo pa pritiska proti valjarji druga priložena dilica *rs*, ktera je s elastičnimi peresi oprta.

Mislimo si, da se je pah *A* bil pognal do desnega valjarjevega konca *N*. Razpuhljena plinska zmes se hitro ohladi ter zgubi svojo ekspanzivno moč in atmosferski tlak *C* žene pah nazaj v valjarjevo votlino. Na ti poti goni mašina gon *G* in kolesa, ker z zobatim drogom vleče pah za sabo zobato koline *k* in ga vrti. Na ti odpre mašina dve zalopnici *e* in *o*, tako da more odtekati skožnje sožgana plinska zmes izpod pahú. Mašina samo postavi z svojim excentričnim kolescom *E* in z drugom *b* krmilo *a* tako, da stopi krmilova luknja z med luknji 1 in 3 in da se ôdpre cev 1, 2, 3 po katerih odteka sostlačena sožgana zmes.

Sožgana zmes pa ne odteka vselej enako hitro, ampak hitreje ali pa kasneje kakor je zalopnica *e* ôdprta popolnoma ali pa deloma. Bolj ko je ôdprta zalopnica *e* hitrije odteka sožgana zmes, hitreje gre pah proti dnu, hitreje se vrti gon, hitreje tekó mašinine kolesa in več dela opravlja mašina v sekundi.

Zalopnica *e* se ôdpira ali z roko in se zavrti po volji, ter se poravnava hitrost in moč, s ktero dela mašina; ali pa ima mašina sama kak centrifugalni ravnar, s katerim prestavlja drog in z drugom zavrteva zalopnico *o*, ter si sama poravnava svoj tek in svojo moč kakor ju potrebuje za svoje dela.

V tej osnovi spoznamo posebno imenitno i važno lastnost Otto- in Langen-ove plinske mašine, ker menj ko ima opravljati dela meujkrat v sekundi stori pah svojo pot gori in doli, manj potrebuje mašina kurjave ali razpuhljivega plina.

Predno prileti pah *A* do dnu pa gre memo luknje 3, zasače pred saboj sožgano zmes kar jo je še ostalo na dnu valjarjeve votljine, ter jo sostisne z vso svojo močjo in odleti na tem mestu kakor elastično truplo na elastičnem padnožji.

Ko pah nazaj leti se dela pod njim prazen prostor; pri tej priči pa porine mašina krmilo *ab* prav do dna tako da se ôdpre luknja

1, 4, 3 (pod. 37.) Zkozi to luknjo se steka razpuhljivi plin v prazno notri, sveteči plin pa pritaka po cevi L 6, 4, 3.

V tistem trenutku ko je mašina posrkala vase potrebno množino razpuhljivega plina, se zapre cev 1, 4, 3 in odpre se druga krevljasta cev. h , 5, 4, po kateri se od luči h ožge notranji eksplozivni plin. — V tem trenutku ko plin eksplodira, pa zažene pred saboj pah do konec valjarja. Ker se na ti poti drog skoraj prosto giblje in pah prazen teče, ni treba veliko eksplozivnega plina, da ga ven zažene. — Zdaj pa nastopi zgoraj omenjeno mašinino delo.

Opomniti je treba, da v resnici valjar nima horizontalne lege kakor v podobi, ampak da stoji navpik in da je PP njegovo trdno podnožje, s katerim vtrdi na tleh da dobro stoji. — Tudi tiste priprave, s katerimi se vodi krmilo in drog spolnuje svoj dokazan namen so precej bolj sestavljene kakor v naši podobi, nam pa zadoštujejo naše vmišljene oblike, ker nismo mislili zidati mašine ampak hotli smo razumeti samo zakon njeni.

Razum omenjenih lastnost pa priporoča to plinsko mašino tudi to, da ne potrebuje skoraj nobene postrežbe in da pri njej ni bati se nobene nevarnosti, ker nikoli se ne more razpočiti in pokončati okolice kakor kaka parna mašina ko eksplodira.

Teorija mašine z razpuhljivim plinom.

Spremembe ekspanzivne moči in prostornine razpuhljivega plina, s katerim mašina dela, imajo svojo gotovo in posebno postavo, ktera je tudi zapopadena v splošni postavi

$$p^m v^n = p_1^m v_1^n.$$

Delo, katerega opravi gaz pri svojem razstezanju spreminjaje se po tej postavi je pa po prejšnem

$$L = -\frac{m}{n-m} \cdot p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{v_1}{v} \right)^{\frac{n-m}{m}} \right],$$

ako pomeni $p_1 v_1$ začetnj stan, (p, v) pa vsakteri drugi ali tudi zadnji stan spreminjajočega plina. — Naj pomeni tedaj v_1 naj manjši, v pa naj večji prostornino razpuhljivega plina, prva predno eksplodira, drugo pa po eksploziji.

Pah A naj meri po preseki f kvadratnih metrov, in H naj pomeni pot katero stori pah, ko ga razpuhljen plin ven zažene, ali visokost do ktere se pah od dnu gori izdigne; h pa naj pomeni valjarjeva dolgost, do ktere je votlina napolnjena z plinom pred eksplozijo. Tedaj je

$$v_1 = fh \text{ in } v = fH,$$

ter je delo

$$L = \frac{m}{n-m} p_1 f h \left[1 - \left(\frac{h}{H} \right)^{\frac{n-m}{m}} \right].$$

To delo razpuhljenoga plina se razdeljuje na tri oddelke: 1. prvi oddelek zažene pah A od višosti h do višosti H ali $(H-h)$ metrov visoko; 2. drugi oddelek premaga na tej pahovi poti zunanji atmosferski tlak p_1 ter opravi oddelek dela

$$l_2 = p_1 f (H-h);$$

3. treji oddelek pa se porabi z pahovim trenjem ob valjarjeve stene.

Ako nam pomeni q pahovo trenje ali tisto moč, ke jo je treba da premakuje prazen pah po valjarji, je pa q tišča moč kakor v zadnji obliki $p_1 f$, ter je delo l_3 , ki se porabi z pahovim trenjem

$$l_3 = q(H-h).$$

Ako je pahovo trenje stanovitno in ako si mislimo da p^1 pomeni srednji ali stanovitni atmosferski tlak, je pa tudi

$$\frac{q}{p^1 f} = \mu \text{ stanovit.}$$

tedaj

$$l_3 = \mu p^1 f (H-h).$$

Ako na dalje pomeni Q lastno pahovo težo z drogom vred, pa zaese delo l_4 katerega je treba da se vzdigne pah za višost $(H-h)$ to-le

$$l_4 = Q(H-h).$$

Iz edinega pozora kakor zgoraj je pa tudi

$$\frac{Q}{p^1 f} = \tau \text{ stanovitna množina,}$$

ter je tudi

$$l_4 = \tau p^1 f (H-h).$$

Ker se celo delo L razpuhljenega plina razdeli na te tri dele, je pa

$$I = l_1 + l_1 l_3$$

ali pa

$$\frac{m}{n-m} \cdot p f h \left[1 - \frac{h}{H} \frac{n-m}{m} \right] = p f (H-h) (\tau + \mu + 1).$$

Iz te enačbe izhaja

$$\frac{m}{n-m} \cdot \left[1 - \left(\frac{h}{H} \right)^{\frac{n-m}{m}} \right] = \frac{p^1}{p_1} \cdot \left(\frac{H}{h} - 1 \right) (\tau + \mu + 1).$$

S pomočjo te zadnje enačbe pa se dà določiti kakost postave $p^{m/n}$, ker z izkušanjem se dobó vse druge množine te enačbe razun m in n , ter se ena teh neznanih množin dà preračunati po izkušnjah, ako se ve za drugo njeni znesek. Ker ste oba množini m in n vedini enačbi, bi morali prav za prav k sploh rešitvi pristaviti še drugo enačbo med tima množinama kakor n. pr.

$$\frac{a + t_2}{a + t_1} = \left(\frac{v_1}{v} \right)^{\frac{n-m}{m}},$$

ako pomeni t_1 navadno Celzijevo temperaturo razpuhljivega plina predno se vžge, t_2 pa njegovo temperaturo pri večji prostornini v v tistem trenutku ko prižene pah do konca valjaja. — Ker pa ni lahko opaziti natanjko te temperature t_2 , si pa pomagamo drugače. Izvolimo si eno uilih množin po prosti volji, postavimo $m = 1$, ter bo nam povedala predzadnja enačba ko vzamemo izkušnje na pomoč, koliko mora iznašati množina n , da velja pri tej plinovski mašini postava o spremembah

$$p_1 v_1^n = p v^n.$$

Izkušnje ki jih tukaj potrebujemo se storé z nekim trudom pri vsaki taki mašini. Profesor Meidinger je epazovaje mašino z razpuhljivim plinom storil te-le izkušnje. Pah je meril po preseki $f = 0.0177$ kvadratnih metrov višost H do ktere je mašina zagajala pah je znašala $H = 0.99$ metrov, primera je bila $\frac{h}{H} = 0.114$ metrov, pahova teža je bila $Q = 21.8$ kilogramov in moč trenja $q = 7$ kilogramov. Primera tlakov pa $\frac{p_1}{p} = 7.4$.

Iz teh množin se preračunijo: μ , τ in n , namreč

$$Q = r.p^1f = 21.8,$$

tedaj

$$r = \frac{21.8}{p^1f} = \frac{21.8}{10334 \times 0.0177} = 0.119.$$

Dalje

$$q = \mu p^1f = 7$$

tedaj

$$\mu = \frac{7}{p^1f} = 0.038.$$

S pomočjo teh po izkušnjah posnetih izneskov se dobi množina n iz zgornje enačbe. ako vzamemo $m = 1$, in ako ostavimo vanjo te zneske, in sicer

$$\frac{1 - \left(\frac{h}{H}\right)^{n-1}}{n-1} = \frac{1}{p^1} \left(\frac{H}{h}\right)^{n-1} (\mu + r + 1) = \frac{1}{7.4} \left(\frac{1-0.114}{0.114}\right) (0.038 + 0.119 + 1).$$

ali

$$\frac{1 - \left(\frac{h}{H}\right)^{n-1}}{n-1} = 1.215,$$

tedaj tudi

$$\left(\frac{h}{H}\right)^{n-1} + 1.215n = 2.215.$$

Treba je z matematičnimi pripomočki poiskati tiste množine n , ktera zadostuje zadnji enačbi. Ta znesek je precej natanko

$$n = 1.6, \text{ ker je } (0.114)^{0.6} + 1.215 \times 1.6 = 2.2157.$$

Toraj se izrazuje postava sprememb razpuhjenega plina med tem ko žene pah po valjarji k višku po obliki

$$p v^{1.6} = p_1 v_1^{1.6};$$

in delo, katerega opravi razpuhjen plin pri svojem raztezanji ko pah pred saboj žene do vrh valjarja prižene po obliki

$$L = \frac{1}{0.6} \cdot p_1 f h \left[1 - \left(\frac{h}{H}\right)^{0.6} \right].$$

Te enačbe določujejo popolnoma spremembe delavnega plina in njegovega dela.

Prašaje po tlaku ali ekspanzivni moči, ktero ima razpuhujen gaz ko prižene pah na konec, dobimo iz predzadnje enačbe znesek

$$p = p_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^{1.6}.$$

Ker pa je $\frac{v_1}{v} = \frac{fh}{fH} = 0.114$ in $p_1 = 7.4 p^1$, se pa dobi končni tlak

$$p = 7.4 \times (0.114)^{1.6} p^1 = 0.23 p^1;$$

ker pa je p^1 atmosferski tlak, se spozna kako globoko pod zunanji tlak se je posedel na konci tlak razpuhjenega plina. Razumé se tedaj, zakaj zdaj od konca sem atmosferski tlak z veliko močjo pah v votlino pritiska.

Prašaje po tisti temperaturi t_2 ktero ima razpuhujen plin na zunanjem konci valjarja pa dobimo iz zgoraj omenjene enačbi

$$a + t_2 = (a + t_1) \left(\frac{v_1}{v} \right)^{0.6}.$$

Ker pa je $\frac{v_1}{v} = 0.114$ in $(a + t_1) = 2182^\circ\text{C}$. je pa končna temperatura

$$t_2 = 2182 \times (0.114)^{0.6} = 273 - 320^\circ\text{C}.$$

Iz tega zneska se vidi, da ima gaz še precej visoko gorkotno stopinjo na konci.

Delo L , katerega naznanjuje enačba je opravil sicer plin razstevaje, da se vunder ne more šteti za pridobljeno delo, ker iz valjarja ven gredé leti pah prazen in neopravlja nobenega dela z mašino. — Ako hočemo najti delo, katerega mašina opravlja med tem ko pah obhodi svojo pot gori in doli, je treba poiskati dela, kega daje atmosferski tlak in pahova teža ko pah v votlino nazaj leti. Da pa tudi pahova lastna teža opravlja nekaj dela kakor vsaktera padajoča teža se vidi iz tega da v dejavnem življenji valjar naopik stoji, ter teža po njegovi votlini pada na dnu iz vrha.

Atmosferski tlak žene pah do tistega kraja v valjarjevo votlino dokler ne zgosti pod saboj razpuhjenega plina tako da se mu ta ostavlja z enako ekspanzivno močjo. To naj se zgodi pri višosti h_1 od dnu. — Delo, kega do tega kraja sem opravljata atmosferski tlak in pahova teža, se pa lahko preračuni.

Na tej poti $(H-h_1)$ pritiska zrak na vsak kvadratni meter z močjo $p^1 = 10334$ kilogramov, pah pa meri po prerezi f kvadratnih metrov, tedaj je delo zrakovega tlaka do sem $p^1 f (H-h_1)$; tedaj je delo L_1 kega opravljata oba

$$L_1 = p^1 f (H-h_1) + Q(H-h_1).$$

Zgoraj pa smo imeli

$$Q = \tau \cdot p^1 f$$

tedaj je tudi

$$L_1 = p^1 f (H-h_1) (1 + \tau).$$

To delo se pa razdeljuje zopet na troje dela. Oddelek pa je treba da sostiskava sožgane pline do atmosferskega tlaka p^1 ; naj bo ta oddelek l_1 . Drugi oddelek ga je treba da premaguje nazaj gredé trenje med pahom in med valjarjevo steno; naj bo ta oddelek l_2 . Tretji odelek pa je ostanek $L_1 - (l_1 + l_2) = L^1$ in pomeni teoretično delo, katerega opravlja mašina z gonom in z kolesi pri vsakem pahovem obhodu.

Ker se nazaj gredé gorkotne spremembe razpuhnjenega plina godé sploh po postavi

$$p^{m_1} v^{n_1} = p^1 v^{m_1} v^{n_1}$$

in ker vzamemo množino $m_1 = 1$ iz tistega uzroka kakor zgorej, jer pa delo kega je k tej spremembi treba prejeti od zunaj t. j. delo atmosferskega tlaka in plahove teže nazaj gredé na višosti h_1 po splošni postavi

$$L = \frac{m_1}{n_1 - m_1} \cdot p^1 f h_1 \left[1 - \left(\frac{h_1}{H} \right)^{\frac{n_1 - m_1}{m_1}} \right]$$

tedaj tukaj

$$l_1 = \frac{1}{n_1 - 1} \cdot p^1 f h_1 \left[1 - \left(\frac{h_1}{H} \right)^{n_1 - 1} \right].$$

Delo pa ki se zgubi z pahovim trenjem je pa dosled zgornega razlaganja

$$l_2 = q(H-h_1) = \tau p^1 f (H-h_1).$$

Delo, kega dobi mašina od vsakega pahovega obhoda je tedaj

$$L^1 = p^1 f (H-h_1) (1 + \tau) - \left\{ p^1 f \cdot \frac{h_1}{n_1 - 1} \left[1 - \left(\frac{h_1}{H} \right)^{n_1 - 1} \right] + \tau p^1 f (H-h_1) \right\}$$

ali pa

$$L^1 = p^1 f(H - h_1) \cdot \left\{ (1 + \tau - \mu) - \frac{h_1}{(n-1)(H-h_1)} \left[1 - \left(\frac{h_1}{H} \right)^{n-1} \right] \right\}.$$

Ako pah vsako minuto šteje N obhodov, pa opravi mašina vsako sekundo delo:

$$l = \frac{N}{60} \cdot p^1 f(H - h_1) \cdot \left\{ (1 + \tau - \mu) - \frac{h_1}{(n-1)(H-h_1)} \left[1 - \left(\frac{h_1}{H} \right)^{n-1} \right] \right\}.$$

Ako so množine v tej oblike zmerjene po metrih in po kilogramih, pa pomeni l koliko kilogram-metrov dela stori mašina vsako sekundo. — Ker se pa za srednjo konjsko moč šteje vsako sekundo 75 kilogram-metrov dela, ima pa plinska mašina toliko-le konjskih moči P

$$P = \frac{N p^1 f(H - h_1)}{60 \times 75} \cdot \left\{ (1 + \tau - \mu) - \frac{h_1}{(n-1)(H-h_1)} \left[1 - \left(\frac{h_1}{H} \right)^{n-1} \right] \right\}.$$

Da se pa po zadnjih oblikah more preračunavati delo, katerega opravlja plinska mašina vsako sekundo in število konj, katere nadomestuje njeno delo, je pa treba pozvediti poprej doslej neznano množino n_1 .

Spremembe razpuhljenega plina se godé nazaj gredé ko atmosferski tlak žee pah v valjarjevo votlino po postavi

$$p v^{n_1} = p^1 v_1^{n_1},$$

kjer pomeni v naj večo prostornino ko pah stoji na zunanjem konci, in p tedajni tlak notranjega plina; v^1 pa pomeni prostornino $f h_1$ od dnú do h_1 metrov na višost do tje kjer dobi razpuhneni plin sostiskovaje se moč atmosferskega tlaka p^1 . — Tedaj velja na tej poti

$$\frac{p}{p^1} = \left(\frac{v^1}{v} \right)^{n_1}$$

ali pa

$$\frac{p}{p^1} = \left(\frac{h_1}{H} \right)^{n_1}.$$

Spomnimo se da je v kvišku gredé za plinove spremembe veljala enačba

$$p v^n = p_1 v_1^n$$

ali pa

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v} \right)^n = \left(\frac{h}{H} \right)^n.$$

Ako zdaj dividiramo enačbo $\frac{p}{p_1}$ zkozi enačbo $\frac{p}{p_1}$ pa dobimo novo enačbo

$$\frac{p_1}{p_1} = \left(\frac{H}{h_1} \right)^n \cdot \left(\frac{h_1}{H} \right),$$

in iz te enačbe dobimo obliko, po kateri se dá določiti množina n , namreč

$$\left(\frac{h_1}{H} \right) = \frac{p_1}{p} \left(\frac{h}{H} \right),$$

ter tudi

$$n_1 \log \left(\frac{h}{H} \right) = \log \left(\frac{p_1}{p} \right) + n \log \left(\frac{h}{H} \right).$$

Pri tisti mašini, kojo je profesor Meidinger popisal je bilo $\frac{h_1}{H} = 0.183$, in kakor smo že zgoraj omenili $\frac{p_1}{p} = 7.4$ in $\frac{h}{H} = 0.114$. Ako se postavijo ti zneski v zadnjo enačbo, se pa

$$n_1 = \frac{\log 7.4 + 1.6 \log 0.114}{\log 0.183} = 0.866.$$

Razpuhnjeni plin se tedaj takrat ko gre pah nazaj proti dnu spreminja po postavi

$$p v^{0.866} = p_1 v_1^{0.866}.$$

V zgornji obliki, ki izrazuje število konjskih moči, ki jih ima plinska mašina, se nahaja poprej nedoločen znesek $n_1 - 1$; tega pa najdemo zdej

$$n_1 - 1 = 0.866 - 1 = -0.134.$$

Tedaj je zdaj

$$P = \frac{N p_1 f(H - h_1)}{60 \times 75} \left\{ (1 + \gamma - \mu) - \frac{h_1}{H - h_1} \left[\frac{1 - \left(\frac{h_1}{H} \right)^{-0.134}}{-0.134} \right] \right\},$$

ali pa

$$P = \frac{10334}{60 \times 75} \cdot N f H \left\{ 1 + \gamma - \mu \right\} \left(1 - \frac{h_1}{H} \right) - \frac{h_1}{H} \left[\frac{\left(\frac{h_1}{H} \right)^{-0.134} - 1}{-0.134} \right],$$

ter tudi

$$P = 2.296 \cdot N f H \left\{ (1 + \gamma - \mu) \left(1 - \frac{h_1}{H} \right) - \frac{\left(\frac{h_1}{H} \right)^{-0.134} - \left(\frac{h_1}{H} \right)}{-0.134} \right\}.$$

Izgled posnet po Meidinger-ovi izkušnji.

Tista mašina, ke jo je Meidinger natančno opazoval je opravljala vsako sekundo v resnici delo $l = 75.P = 40$ kilogram-metrov. To je pokazala izkušnja z Prony-evim drsalom. Pah te mašine pa je meril po preseki $f = 0.0177$ kvadratnih metrov, višost H do ktere je razpuhnjen plin vzdigoval pah je znašala $H = 0.99$ metr., primera $\frac{h}{H}$ je znašala $\frac{h}{H} = 0.114$; pahova teža z drugom vred

je bila $Q = 21.8$ kilogramov; pah je vsako minuto obhodil pot po valjarji N -krat semtertje in bilo je $N = 34$. Razpuhnjeni plin pa je odtekal pod pahovim tlakom v prosti zrak z svojo gorkoto, ki je znašala še po $200^{\circ}C$.

Ker je delo vsako sekundo

$$l = 75 P,$$

je pa

$$l = 172.2NH \left\{ (1 + \eta - \mu) \left(1 - \frac{h_1}{H} \right) - \frac{\left(\frac{h_1}{H} \right)^{0.865} \frac{h_1}{H}}{0.134} \right\} \text{ kilogr.-metr.}$$

Spomnimo se, da smo zgoraj najšli

$$\eta = 0.119 \text{ in } \mu = 0.038,$$

pa dobimo

$$(1 + \eta - \mu) = 1 + 0.119 - 0.038 = 1.081.$$

Dalje je bila pri tisti mašini primera $\frac{h_1}{H} = 0.183$, tedaj je

$$\left(1 - \frac{h_1}{H} \right) = 1 - 0.183 = 0.817.$$

Dalje je treba poiskati zneska množini

$$\frac{\left(\frac{h_1}{H} \right)^{0.866} \frac{h_1}{H}}{0.134};$$

je pa posamem

$$\left(\frac{h_1}{H} \right)^{0.866} = (0.183)^{0.866} = 0.2297,$$

tedaj

$$\left(\frac{h_1}{H} \right)^{0.866} \frac{h_1}{H} = 0.2297 \cdot 0.183 = 0.0467;$$

ter cela množina

$$\frac{\left(\frac{h_1}{H}\right)^{0.866} - \left(\frac{h_1}{H}\right)}{0.134} = \frac{0.0467}{0.134} = 0.35.$$

Toraj velja sestavljeni ud med velicima zaključnicama

$$(1 + \eta - \rho) \left(1 - \frac{h_1}{H}\right) - \frac{\left(\frac{h_1}{H}\right)^{0.866} - \frac{h_1}{H}}{0.134} = 1.081 \times 0.817 - 0.35 = 0.534.$$

Dalje pa je tudi znana množina

$$N/H = 34 \times 0.0177 \times 0.99 = 0.595.$$

Tedaj znaša pri tej mašini teoretično delo, ko pa išemo, v sekundi

$$l = 172.2 \times 0.595 \times 0.534 = 172.2 \times 0.318 = 54.7 \text{ kilogram-metr.}$$

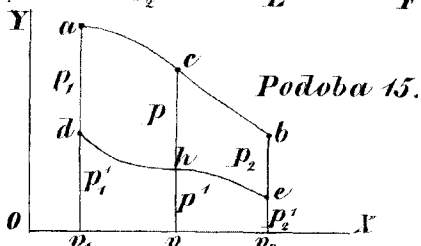
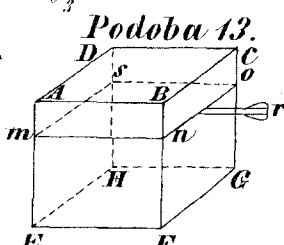
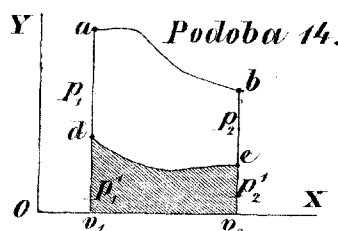
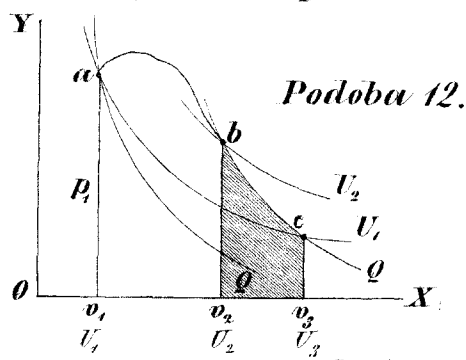
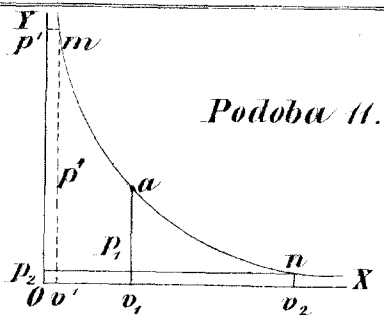
Zdaj pa lahko pozvemo tudi koliko stotin ali procentov teoretičnega dela porabi ta mašina k hasljivemu delu, ktereга opravlja. — Iskušnja je namreč pokazala, da ta mašina v sekundi opravi 40 kilogram-metrov dela, tedaj lahko odgovarjamo na oprašanje, koliko (x) kilogramov hasljivega dela storé 100 kilogram-metrov teoretičnega dela te mašine, ker je

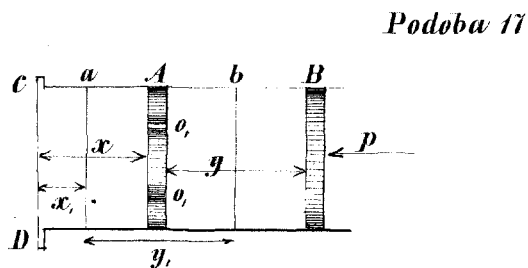
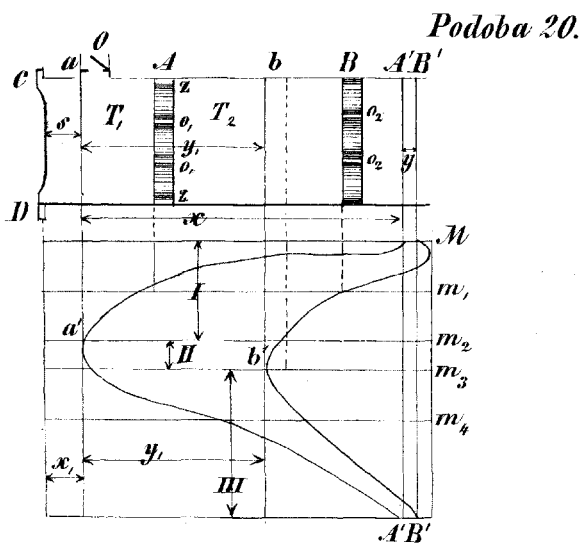
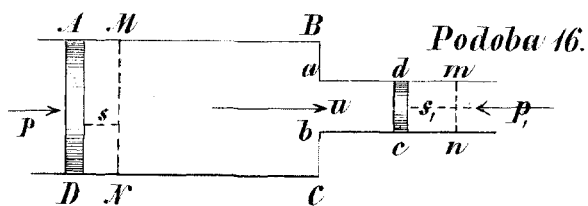
$$100 : x = 54.7 : 40,$$

tedaj

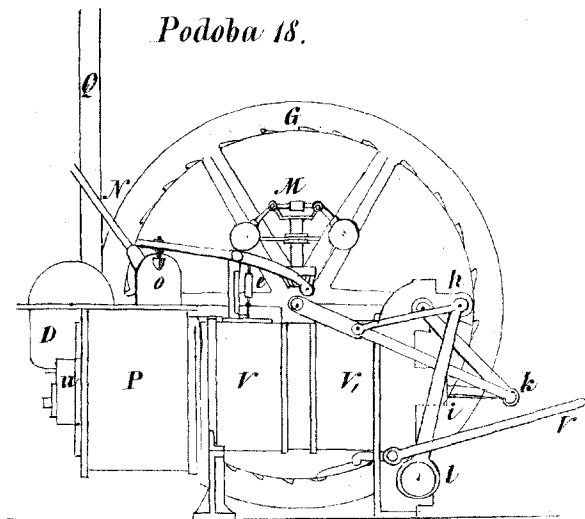
$$x = \frac{4000}{54.7} = 74 \text{ kilogram-metrov;}$$

to se pravi, da ta mašina daje 74 procentov hasljivega dela ali nje resnični mehanski učinek (efekt) znaša 74 procentov.

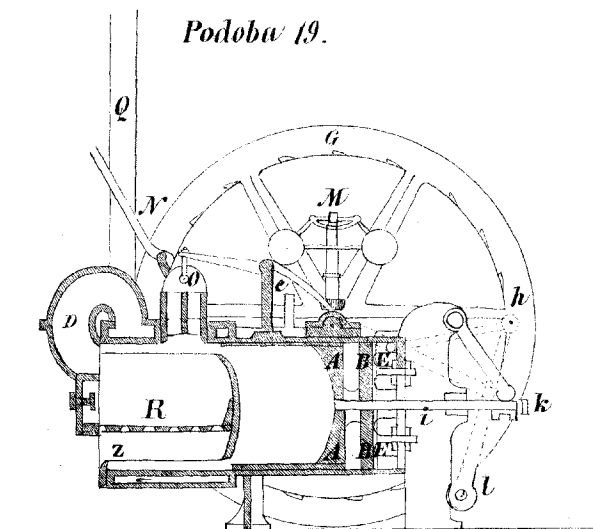




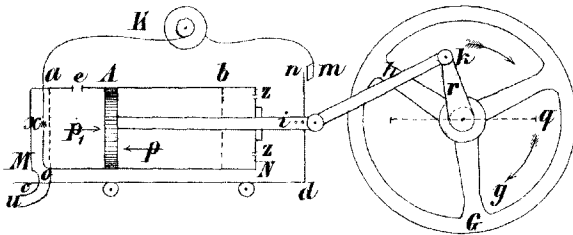
Podoba 18.



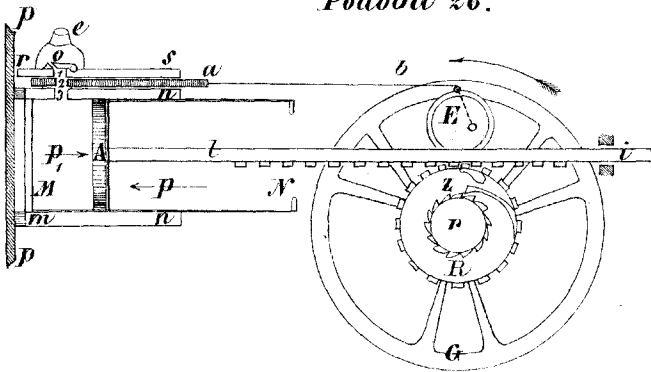
Podoba 19.



Podoba 25.



Podoba 26.



Podoba 27.

