

Mehanična teorija o toploti.

Spisao dopisujući član jugoslavenske akademije znanosti i umjetnosti

DR. SIMON ŠUBIC.

Predano u sjednici matematičko-prirodoslovnoga razreda 27 lipnja 1871.

Vvod. Dandanes se razlagajo prikazni o toploti ali po starem nauku, ki išče vzrok toplote v posebni toplotni tvarini (calorique, Warmestoff), ali pa po novi teoriji, po kateri toplota ne obstoji na sebi kakor kako bitje, ampak toplota je po njej zunanja prikazen nekega notranjega gibanja po truplu med njegovimi atomi in molekili, ali pa med eterovim ogrinjalom, ki obdaja atome, in med atomi in molekili.

Stari uk o toploti se opira na vmišljeno silno tenko toplotno materijo, ki se prišteva med tiste vmišljene stvari, ki nimajo nobene teže ali med „imponderabile“. Po tem vmišljenji ali po tej hipotezi ima toplotna materija svojo nespremenljivo množino (kvantiteto). Toplotna množina je tako tenka, da se razširja po vseh prostorih, tudi po notranjih truplih. Po razni razdeljitvi in po nabiranju toplotne materije po truplih se delajo po truplih toplotne prikazni. Ko se o tom ali onem truplu kaj več toplotne materije nabere, kot jo imajo trupla po okolici, se čuti truplo topleje od okolice, itd. Po tej hipotezi je izpeljan star uk o toploti, ki ga nahajamo še po vseh navadnih fizikah, po katerih se uči po gimnazijah in po realkah; nova teorija se dozda ne more učiti brez više matematike, ter se uči dozda samo na visokih šolah kakor na univerzih in na tehnikah. Iz stare hipoteze pa izvira veliko imen in razumkov o toplotnih prikaznih, n. pr.: „zvezana“ toplota, „prosta“ toplota, „navzetenost“ za toploto itd. Po stari hipotezi so mislili, da utegne truplo pri gotovih dogodbah vsebi zvezati toplotno materijo, tako da ne more storiti nobenoga zunajnega učinka, da se tedaj ne spoznava po termometru ali po toplomeru. To se godi n. pr. ko se léd ali pa sneg

taja na kakem toplem kraji ali celo nad ognjem; ves čas dokler se led ne izstaja ves, ohrani sam in voda krog njega vedno enako toplote naj ga greje ogenj kakor hoče. Med tem časom podpira toplota samo tajanje, ogrevati pa vode še ne more; tedaj so po stari hipotezi rekli, da truplo „veže“ toploto v sebi, ko se taja. Tudi pare imajo po tem vmišljeni v sebi „zvezano“ toploto; ako jih pa vodimo po hladnih cevih, da zopet postane voda iz njih, se zgosté ali kondenzirajo, pa izpuste poprej zvezano toploto, ki se zdaj imenuje „prosta“ ali oproščena toplota.

Nova teorija pa ne dopušča nobene toplotne materije, ampak razlaga toplotne prikazni po navadnih mehaničnih pravilih, in sicer po notranjem delu, ki ga opravljajo v truplu atomi in molekili pri svojem gibanju. Vsako gibljivo truplo ima v sebi živo moč, s katero more učiniti toliko dela kolikor ga je storila moč, ki mu je dala njegovo hitrost. Kakor večja trupla imajo pa tudi gibljivi atomi in molekili po notranjih truplih svoje žive moči, s katerimi učinjajo svoja dela. Mehanična teorija uči, da so spremembe živih moči med molekili in atomi vzrok zunajnih toplotnih prikazni.

Naturna postava, ki se v mehaniki imenuje: zakon ohranitve žive moči, tirja da se za stanovito pridobljeno delo porabi stanovit iznesek žive moči. Kjer se tedaj med gibljivimi trupli zgubi kaj žive moči, se pridobi enakovredno delo; kjer se pa med trupli kaj dela pozgubi, se pa pridobi enakovredna živa moč.

Temu nasproti pa so ljudje v prejšnjih časih, ko še ni bilo natančno dokazano po mehaničnih pravilih, da velja sploh zakon ohranitve žive moči, iskali mašine, po imenu: *perpetuum mobile*, ktera bi bila imela opravljati dela bez da bi k svojemu delu potrebovala primerne žive moči. Ker v tedanjih časih človek še ni umel, kako bi se mogla v njegovem truplu po zaužitku delati živa moč, je pa mislil, da so ljudje in živali tako organizirane mašine (stroji), da opravljajo vsa dela same po sebi. V tistih časih se je tedaj prilegalo človeškim mislim toplotno bitje, ktero je imelo delati toplotne prikazni samo iz sebe. Odkar pa je bolj umni duh spoznal, da toplota opravlja dela, kakor ko s parami goni mašine, in da je k vsakemu delu treba žive moči, je jel spoznavati, da toplotne prikazni izvirajo iz nekega gibanja po truplih. — Sicer sta že stara modrijana: Cartesij in Bacon

iz Verulama, prvi v svojem spisu, imenovanem: principia philosophiae . . .“, drugi v svojih bukvh: „de forma calidi“ oznani svoje misli o toploti, ter sta iskala vzrok toplotnih prikazni v nekem gibanji med trohincami, iz katerih so sestavljena trupla; — pa oni čas še ni bil ugoden njihovim zdravim mislim. Treba je bilo še veliko izkušenj, veliko natornih moči je človek še poprej vzel v svojo službo predno se je vpričo njih prepričal, kaj se godi, ko delajo moči!

Pri mlinu, kjer voda goni kladivo, da dela in železo kuje, si utegnemo pridobiti razumek, kdaj in kako se pridobiva delo, kako opravlja kaka moč svoje delo in po kateri meri se dela merijo. — Voda dela, ko kladivo vzdiguje, kladivo pa oddaja delo ko kaj obdeluje. Tekoča voda padaje iz kakega visokega žlebá globoko doli na mlinско kolo, s katerim vzdiguje kladivo, prinese s sabo tim več žive moči, čim večja je njena teža in čim hitreje teče. Ako tehta voda; ki pade na kolo, Q kilogramov, ako teče z hitrostjo v , in ako pomeni g akcelacijo dosledno zemlje, ki znaša 9·81 metrov, se meri njena živa moč L po obliki $L = \frac{Q}{g} \cdot v^2$. Mehanika pa uči, da živa moč utegne opraviti

delo D , ktero znese polovico žive moči, namreč: $D = \frac{L}{2}$. Ako

bi pa kdo hotel vzdigniti težo, ki tehta Q kilogramov na višino, ki meri H metrov, mora storiti $Q \cdot H$ kilogram — metrov dela. Ko bi to težo vode iz te višine H metrov globoko pala, in ko bi dosegla konec pada hitrost v , ki se po postavah enakošno pospešavnega gibanja meri po obliki $v = \sqrt{2gH}$, bi voda pala na kolo z svojo živo močjo, ki bi znesla $L = 2 \cdot Q \cdot H$ kilogram — metrov. Ker pa delo D , ki ga utegne padajoča voda opraviti, znese polovico njene žive moči, bi utegnila voda na kolesu opraviti delo $D = \frac{L}{2} = Q \cdot H$. To delo je pa ravno tako veliko kot zgoraj

imenovano delo $Q \cdot H$, kega je treba opraviti ako se hoče toliko vode zopet na prvo višino vzdigniti; tedaj utegne voda z svojo živo močjo ravno toliko dela opraviti, kolikor ga je treba da se vzdigne na prvo višino. Na ti višini pa nam ponuja voda zopet toliko dela, kolikor ga stori njena živa moč ko nazaj pade.

Gibljoče truplo utegne tedaj z svojo živo močjo opraviti toliko dela, kolikor ga mu je treba samemu zase predno dobi svojo živo

moč. Gibljoča trupla nabirajo tedaj v sebi delo v obliki svoje žive moči, kar dela va-se vzamejo, predno dosežejo kako hitrost, toliko ga utegnejo zopet opraviti. Ko bi pa voda, ki kolo goni, hotela s kolesom se vzdigovati kvišku, bi ne mogla vzdigniti se tako visoko kakor visoko je pala, ker zmanjkalo bi jej toliko dela kolikor ga opravi na kolesu, ki ga goni. Tedaj pa tudi kolo, z katerim voda kladivo goni, ne oddaja vsega dela do kladiva, ampak tim manj, čim več ga mu je samemu treba, da se vrti in teče.

Mlinsko kolo, ki z živo močjo tekoče vode goni kladivo, je mašina kakor druge mašine, s katerimi opravlja ta ali ona moč svoja dela. Primer mlinskega kolesa nas tedaj uči, da mašine ne dajo nobene delajoče moči same iz sebe, ampak da samo prenašajo tiste žive moči, ki so jih prejele od zunanjih natornih sil, in pa da ne prenesó nikoli vsega dela do konca, ampak da si ga nekaj prisvojijo same sebi, da se morejo gibati.

Ta natorni zakon so spoznali imenitni matematiki že h koncu zadnjega stoletja, ter so dokazali da ni moč napraviti mašine, perpetuum mobile, ktera bi opravljala dela brez da bi k vsakemu delu potrebovala primerne žive moči. Tedaj ga ni najti v natori takega reda v spremembah med močmi in njihovimi deli, da bi bilo mogoče opravljati dela brez enakovredne žive moči. Zakon ohranitve žive moči velja tedaj sploh pri vseh prikaznih.

V pričo zakona ohranitve žive moči pa zgube vse hipoteze o imponderabilih svojo veljavnost, ker učinki, naj izhajajo od toplote, ali od svetlobe, ali od elektrike in magnetizma, niso drugega nego prikazni, ki se nam razodevajo ko opravljajo kako delo; delo pa tirja živo moč.

Ni še trideset let odkar je zviti Amerikan s svoje znajdbo ves obrtniški svet po Evropi na noge spravil, vse je hitelo soznaniti se z njegovo elektro-kemično mašino, ktera si sama kurjavo pripravlja ter se sama goni in dela!

Znano je vsem, da močan električen tok, ko gre skozi vodo, stori kemično delo ko razkroja vodo na njena sestavna dela, ter dela iz vode kislec in vodenec. Znano je tudi, da vodenec rad gori ako ima dosti kisleca, in da zmes teh gazov, ako ima ravno toliko kisleca in vodenca, kolikor jih ima enaka teža vode, ko gori, daje večo toploto nego bodisi ktero drugo gorivo; toplota Drumondove luči je tako velika da se celo platina v njej topi. — Amerikan je hotel majhno parno mašino kuriti z kislecem in vo-

dencem, hi jih dela električen tok iz vodé, ter je mislil opreči k parnici električno-magnetično mašino, iz ktere izvira električni tok ko se mašina vrti; — mislil pa je, da bo ostalo parnici zraven tega še toliko moči, da bo opravljala tudi druga dela.

Res je, da si pri tej osnovi dela mašina sama svojo kurjavo, a le prehitro je vzelo vse veselje grenko spoznanje, da njena lastna kurjava še toliko ne znese da bi mašina sama sebe gonila, kajše da bi opravljala druga dela. Vse upanje se je razprášilo kakor vodeni hlap.

Omenjena Amerikanska iznajdba pa za naš uk ni brez vrednosti, ker pri njeni osnovi izvira vsa moč iz elektrike, tedaj tudi delo, ki ga mašina utegne opraviti izvira iz elektrike Električna zopet pa izvira iz vrtenja in gibanja, pri katerem se elektromagnet mimo elektromagneta ali mimo sklenjenega dratú vrti. Vrtenje, pri katerem se dela električen tok, prihaja iz dela, električen tok pa delá ko razkroja vodo na njene sestavine, goreče sestavine pa dajó toploto, in toplota zopet dela, ko goni parnico, itd. Natanko se vidi pri tem primeru, kako iz prvega dela izvira mnogotero raznih prikazni, in da toplota ni družega nego prvo delo v ptuji obleki, ker iz toplote izvira zopet delo. Toplota tedaj ni družega kot neko delo v ptuji obliki; iz nje se utegne roditi ali zopet delo, ali električna in magnetizem ali pa zopet toplota in svetloba.

Prečudna je zveza med natornimi prikazni, ki jih imenujemo: delo, toplota, svetloba, električna in magnetizem. Iz dela izvirajo po pravi poti vse te prikazni, vse pa zopet dela opravljajo, ter mora pri vseh temeljit vzrok biti neka šiva moč, ktera se razodeva po toliko raznih oblikah; tedaj pri vseh teh prikaznih velja zakon ohranitve žive moči. Kjer pa velja zakon žive moči, pa ni treba nobenega vmišljenjega impruderabila, ter nima dandanes nobene pravice več raba toplotne, električne in magnetične materije, temveč dela krivico kjer se rabi.

Stara vera na imponderabile ima pa tako trdne in globoko sezajoče korenine, da je ni moč na mah odpraviti. Kakor se dandanes preganja prazna vera na toplotni imponderabil, enako se bo v kratkem preganjala vera na električni in magnetični fluid; enako se je v pretečenih časih preganjal svetlobni imponderabil od visokodušnega fizika: Huyghens-a noter do začetka našega stoletja. Huyghens je spoznal leta 1690, da svetloba neobtoji

v „emanaciji“ kakor uči star emanaški nauk, ampak da izvira iz nekega tresočega eterovega gibanja ali iz njegove vibracije. Preden pa je „vibrašk“ ali „undulašk“ uk o svetlobi vterdil svojo stopinjo, je preteklo več od sto let za Huyghens-om; še le od začetka našega stoletja je pridobila undulaška teorija o svetlobi tako prepričavno moč, da je pregnala vse svoje protivnike. Okrepčevala pa se je posebno po izkušnjah, ki sta jih fizikar Young in Fresnel srečno preiskovala, in pa po matematičnem dokazovanji, s katerim sta Cauchy, Green, i dr. razlagali svetlobne prikazni. Odkar je jela undulaška teorija s pomočjo više matematike tako natanko preračunavati svetlobne prikazni in njihove zakone, da jej ni bilo samo mogoče razlagati znanih prikazni, temveč da je mogla prerokovati neznane svetlobne prikazke kakor se, n. pr. po mehaničnih pravilih prerokujejo prihodnje prikazni na nebu, je pa pregnala vse svoje protivnike in žnjmi vred staro emanaško teorijo.

Zmaga undulaške teorije o svetlobi je pridobila široko polje svetlobnih prikazni zakonu ohranitve žive moči, ter je oplasila imponderabilске duhove da jemajo zapuščati svoje staro posestvo v fiziki. Ker pa undulaška teorija razlaga tako srečno svetlobne prikazni po vibraciji, in ker svetlobni žarki tudi ogrevajo stvari, ni misliti družega, kot da izvirate svetloba in toplota iz edinega izvira, ter mora posebno žareča toplota, ki jo delajo svetlobni žarki, izvirati iz nekega tresočega ali vibrajočega gibanja med trohicami po truplih.

Melloni je dokazal s svojimi imenitnimi preiskavami o žareči toploti, da toplotni žarki niso družega nego nevideči svetlobni žarki, ter obstojé ti kod oni v vibraciji. — Ako spustimo solnčni žarek skozi malo luknjico v temno sobo, tako da sije na drugo steno v sobi, se vidi na temni steni okrogla svitla lisa. Ako pa v temni sobi postavimo optično prizmo na njegovo pot, tako sicer da žarek gre skori prizmo, pa prizma nalomi nekaj malega solnčni žark, ki zadene steno na drugem kraji in videti je na steni mesto bele lise barvasti trak ali spektrum, ki obstoji poredoma od tega konca do onega iz enacih barev kakor mavrica na nebu. Od tistega konca sem, ki je naj bliže prejšnji beli lisi, se vrsté barve: rdeča, oranžasta, rumena, zelena, modra in indigasta, in pa vijolasta. V stekleni prizmi se ni le nalomila ravna svetlobna pot, ampak solnčna bela svetloba se je razdelila na veliko razno

barvarstih žarkov, ki delajo mavričasti trak. Razdelite v prizmatičnih barvah prihaja po undulaški teoriji od lasti razno barvastih žarkov, da se ne lomijo vse barve enako ampak tã bolj ona manj. Naj menj se lomijo rdeči žarki, vijolasti pa naj bolj, tã drugi pa poredoma bolj kot rdeči čim bolj se bližajo na mavričastem traku vijolastemu koncu.

Po Fresnel-ovih izkušnjah storé eterove trohice na rdečem konci vsako sekundo 481 bilijonov tresajev, na vijolastem konci pa 764 bilijonov. Po Fraunhofer-jevem merjenji svetloba nima po vsem spektru enake moči; naj slabejša je po vijolastem kosu ter zgine na njegovem konci, najmočnejša pa je po rumenem kosu, od tega tje proti rdečem koncu pa prihaja zopet slabēja ter na rdečem koncu zopet zgine.

Melloni je pa dokazal po svojih izkušnjah toplotne prikazni po spektru. Stena, na kateri se kaže spektrum, se ogreje; toplota pa nima tistega reda kakor svetlobna moč. Ako gre solnčen žark skozi prizmo iz kamnene soli, ki naj raje prepušča toploto skozi sé, se naj laglje preiskuje toplota po spektru. Opaževanje uči, da ima toplota na vijolastem konci naj manj moči, proti rdečem koncu tje pa prihaja toplotna moč vedno večja, naj večja pa je zunaj rdečega konca, kjer ni videti več mavričastega trakú. Spektrova toplota pa ogreva še na dve tretjini vidljivega spektra daleč v temnem prostoru zunaj rdečega konca. S to pravico, s katero se imenuje vidljivi mavričasti trak solnčni svetlobni spektrum, se sme imenovati tisti trak po vsi svoji dolgosti, naj se vidi ali ne, kjer kaže toploto, toplotni spektrum.

Iz te izkušnje se spoznava, da ima solnčna svetloba razun vidljivih barvastih žarkov, še veliko družih nevidljivih žarkov v sebi, ki tem večjo toploto dajó čim dalje segajo onkraj rdečega konca. Naj močnejši toplotni žarki doli pod rdečim koncem so še manj nalomnjeni kot rdeči žarki, ter pravi undulaški uk, da delajo njihovi tresovi daljše valove in da se nekaj počasniše tresejo trohice v njih.

Solnčni spektrum se pa nevidljivo tudi razsteza onkraj čez vijolasti konec. Fotografija se opira na lastnost solnčne svetlobe, s katero ona dela kemične prikazni in spremembe. Preiskovaje kemične moči razno barvanih žarkov po solnčnem spektru se prepirčamo, da imajo žarki rudečega konca naj manj kemične moči, da pa ta moč proti vijolastemu koncu raste; naj večjo kemično

moč pa ima nevidljivi konec unkraj vijolastih žarkov. Nevidni kemični žarki tega konca so si pa pridobili ime: ultravijolasti žarki, ker se pri fluorescenciji pokažejo tudi našim očem; tedaj pa se ta konec sploh nevidljivih kemičnih žarkov tudi imenuje: kemični ali fluorescenčni spektrum.

Iz tega preiskovanja se vidi, da je solnčni spektrum mnogo daljši nego se vidi, da ga je večina toplotni spektrum in pa da imajo nevidljivi toplotni žarki enake lastnosti vidljivimi svetlobnimi žarki. Melloni je namreč tudi dokazal z svojimi izkušnjami, da se toplotni žarki kakor svetlobni vklanajo in križavajo (interferirajo) po edinih zakonih, in da tudi pri toplotnih žarkih polarizacija in dvojni lom izvirata iz istega vzroka kakor pri svetlobnih žarkih, pri katerih se razlagajo po transversalnem eterovem migljanju.

Iz tega se pa spozna, da transversalni eterovi tresaji delajo toploto, tedaj v solnčnem spektru toplota izvira iz vibrajočega gibanja ali iz žive eterove moči, ki se podeli trohicam tistega trupla, ktereга spektrum zadeva. Tedaj skoraj ni dvomiti, da bi toplota, ki se nahaja po truplih, ne imela svojega izvira ali vzroka v kakem tresočem ali vibrajočem gibanju med njegovimi trihiciami ali med atomi in molekili. Ako tedaj velja omenjeno sklepanje in ako ima utrjena undulaška teorija o svetlobi svojo pravico, pa toplotne prikazni niso drugega nego spremembe živih moči med atomi in molekili tistih trupel, na katerih se opazujejo toplotne prikazni.

Ko pa govorimo o vibrajočem gibanju med atomi in molekili po notranjih truplih, je pa tudi treba vzeti si v misli tisto natorno osnovo, po kateri se veže atom z atomom in molekil z molekilom, ko postajajo trupla iz atamov in molekilov.

O osnovi, po kateri se sestavljajo trupla iz materije, velja dandanašnji posebno „atomistična teorija“. Ampère, Poisson in Cauchy so bili prvi, ki so natanko izgovorili svoje misli o tej osnovi, ter so učili, da trupla obstoje iz silo majhnih trohic, ki se ne dadó več razkrojevati, ali iz atomov, in pa da ostaja veliko praznega prostora med njimi po truplih. Atomi se ločijo med saboj na toliko vrst, kolikor šteje kemija enotnih sestavin ali prvin.

Atomi, ki z lastnimi moči vlečejo ná-se eden drugega, utegnejo združevati se med saboj, bodi si da so enacih ali raznih prvin, ter se delajo iz njih prvotne zveze po imenu: molekili. Veliko

prostora, kar ga po truplih ni napolnjenega z materijo, pa napolnuje eter, neka neskončno tanka, elastična prvina, ktera po naših primerah nima nobene težc. Eterovi atomi so kaj majhni v primeri k prostoru, kar ga ostane praznega med njimi in med atomi kakga trupa; eterovi atomi se odbijajo med saboj eden drug zega, težki atomi trupa in eterovi atomi pa vlečejo ná-se eden drug zega. Dosledno teh moči obdaja eter atome in molekile trupa kakor obdaja ozračje zemljo. „Redtenbacher“ imenuje posamezne atome z njihovim ozračjem vred: „dinamide“, molekile pa imenuje: „sostavljene dinamide“. Iz tacih dinamid so sestavljena trupa. Ako delajo dinamide med saboj take zveze, pri katerih ne zmagujejo niti odbivajoče niti natezujoče moči, je mir v njihovi zvezi, ter ima truplo svojo lastno podobo, kakor terdna in kapljoča trupa. Ako pa zmagujejo med dinamidami odbivajoče moči, pa hité dinamide razkropiti se na vse kraje, truplo se razsteza po vsem prostoru kar se ga mu odpira, ter je treba deti ga v zaprti prostor, ako se hoče ohraniti. Gazi ali plini in pare zginjajo hitro iz svojega mesta ako jih ne zapremo v posode.

Redtenbacher misli, da toplota izhaja iz radijalnega gibanja eterovega ozračja, ki obdaja dinamido. Ako bi bila dinamidna ozračja mirna, bi po Redtenbacherju ne imelo truplo nobene toplote v sebi. Ako pa prileté toplotni žarki ali s svetlobo vred ali pa sami v truplo sestavljeno iz dinamid, pa pomnože s svojo živo močjo vibrirajoče gibanje po truplu, pomnoženo tohično gibanje pa se oznanja po občutnicah našega telesa s tistimi občutki, ki jih dobivamo od toplejih trupel.

Clausius je drugih misli; on ne trdi kakor Redtenbacher, da bi delal toplota vibrirajoči eter, ampak da toplota prihaja iz vibrirajočega gibanja med molekulami trupa. Po njegovih mislih dela toplota neko molekularno gibanje. Po trdih truplih se gibljejo molekuli krog svojega pokojnega kraja, molekul se gibljejo semtertje ali vibrirajo; njihovo gibanje pa izhaja iz tistih moči, ki jih imajo molekuli eden do drugega in iz zunanjih živih moči, ktere je truplo vá-se vzelo. Molekuli utegnejo gibati se po vseh ravnih črtah, ali pa tudi vrteti se krog svojega težišča; mogoče je pa tudi, da se njihovi atomi gibljejo med saboj.

Po kapljinah se molekul gibaje valé ter gredo po kapljini od tega do onega kraja. Po gazih in parah pa so molekul tako daleč

v sak sebi, da nimajo nobene posebne moči eden do drugega, ter se gibljejo kakor prosta trupla po prostoru.

Clausius in Krönig sta prvič dokazala, da se vse glavne lastnosti pri gazih dadó dokazati iz moči ravno-tekočega gibanja njihovih molekulov.

Dandanašnji tedaj še ne poznamo prav tistega molekularnega gibanja, iz katerega izvira toplota, tedaj bi mehanični teoriji o toploti, ko bi se opirala na kako notranje gibanje, manjkalo tiste gotove in zanesljive stopinje, ki je ima undulaška teorija o svetlobi, ki se opira na Fresnel-ove izkušnje, da ne delajo svetlobe drugi eterovi tresaji nego samo transversalni. K sreči pa nova mehanična teorija o toploti tega ne potrebuje, ker ne opira se sploh ne na to ne na ono molekularno gibanje, ampak samo na zakon ohranitve žive moči, ter se opira na izkušnje, po katerih se je premerila stanovitna zveza med delom in med toploto. Tedaj ima novi toplotni nauk več zanesljivosti v svojem temelji nego je ima nauk o svetlobi, ki se opira ne samo na eter in njegovo gibanje sploh, ampak tudi na misli, da je njegovo gibanje transverzavno. Sledeča mehanična teorija ne praša, kakošno je tisto molekularno gibanje, iz katerega izvira toplota, ter se ne peča z toploto dajavnim gibanjem ampak z postavami, po katerih se spreminja živa moč ali delo v toploto in kako protivno iz toplote izvira živa moč ali delo.

Angleški fizik Rankine je sicer ostvaril mehanično teorijo na temelji nekega vrtinčnega molekularnega gibanja; po njegovih mislih se utegnejo molekili vrteti na vse kraje in krog sebe. Tudi Clausius, Krönig i. dr. so dokazovaje glavne plinske lastnosti jemali na pomoč gotovo molekularno gibanje, dokazivali so prikazni o temperaturi in o tisku pri gazih iz ravno-tekočega gibanja njihovih molekulov. K sreči pa glavni del nove teorije ne tirja, da bi morali dati odgovor, ali dela toplota to ali ono gibanje, ter tudi v sledečem nauku ne bo govorice o tem, v čem toplotno gibanje obstaja. Opominjali pa bomo podpiraje in razjasnevaje matematična pravila na omenjeno molekularno osnovo po truplih, posebno na atomiško in na notranjo molekularno gibanje sploh, na katerem ne dvomi nobeden, akoravno ne more razložiti, katero gibanje daje toplota.

Ogledovaje spektralne prikazni smo s pomočjo undulaške teorije opiraje se na zakon ohranitve žive moči, spoznali da toplotne spre-

membe izvirajo iz sprememb molekularnih živih moči. Truplo, v katerem raste živa molekularna moč, prihaja topleje, kakor je stena pod spektrom ogrela se od žive moči solnčnih žarkov. Na to izkušnjo vpiraje se uči novi nauk, da občutljiva toplota izvira iz nekega molekularnega gibanja v toplem truplu. Ko pa to gibanje peša, se truplo ohladi. Ako zadevajo solnčni ali pa sploh toplotni žarki na truplo, utegne rasti njegovo toplotno gibanje kakor takrat ko se zadeva s truplom, ki ima močnejše toplotno gibanje v sebi ter se truplo ogreva, ako pa njegovo toplotno gibanje razpušča toplotne žarke ali žarečo toploto, ali pa ako se truplo zadeva družega, ki ima slabše toplotno gibanje, se pa truplo ohladi.

Ko molekularno gibanje prihaja močnejše, raste živa molekularna moč po truplu, raste pa ob enem tudi njegova občutljiva toplota; tedaj sodimo, da raste toplota ko raste živa molekularna moč, in da peša toplota, ko se manjša živa molekularna moč.

Ko pa prihaja od zunaj v truplo kaka živa moč, pa ne podpira samo žive molekularne moči, ampak opravlja tudi gotovo delo notraj po molekularni osnovi. To se spoznava, ko se premišlujejo prikazni na truplu, ki se ogreva. Truplo se razsteza, ko se ogreva. Po atomistički teoriji pa obstoji truplo iz posameznih molekul, ktere vežejo med saboj moči njihove materije. Ko se spreminja njihova živa moč in ko prihaja med-nje močnejše gibanje, se pa razpahujejo nekaj vsak sebi, ter je videti kakor bi se naraščali, ko se truplo razteza pri ogretvi. Živa moč, ki je stopila v truplo in ki mu daje večjo toploto, ni tedaj samo pomnožila žive molekularne moči, ktera dela višo temperaturo, ampak je storila delo obstoječe v tem, da je z notranjimi močmi zvezane molekile potegnili nekaj vsak sebi, ter da je odrinila zunanji zračni tisk od prve truplove prostornine do njegovega novega obsežka.

Vse tisto delo, ki se opravlja pri ogrevanju trupla, ko se razpahujejo molekili in ko se odriva zunanji tisk, utegnemo imenovati: razpahujoče delo ali pa kakor Clausius pravi: disgregačno delo. Tisto delo, ki ga truplo porabi v sebi k raztezavanju, se pa zopet oprosti, ko se truplo po ohlajenju stisne do prve svoje prostornine; tedaj bomo tudi delo pri stiskovanju imenovali disgregačno.

Ko se tedaj truplu podeli gotova mera toplote, se razdeli ta toplota na dva razdelka, prvi podpira živo molekularno moč po

truplu, ter ga ogreva, drugi pa opravlja disgregačno delo; ko se pa truplu vzame nekaj toplote, se mu ne vzame samo nekaj žive molekularne moči, ampak tudi primeren oddelek disgregačnega dela. Ako bi poznali pravo mero, po kateri se mora meriti toplota, da se dobi delo, ki ga opravlja, videli bi da toplota zmerjena v podobi dela, znese ravno toliko kolikor zneseta dela, ki obstojita v spremenjeni molekularni živi moči in v disgregačnem delu ali v disgregaciji.

Mehanična teorija o toploti uči tedaj, da je delo obstoječe v spremembi molekularne žive moči (ali temperature) in disgregacije enako vredno toploti, ki je podelila ali pa vzela se truplu.

Treba pa je prašati, kaj pravijo izkušnje k tej zadevi med toploto in med delom. Izkušnje pa uče, da kjerkoli se po dotikanji trupla ob truplo pogubi kaj zunanjega vidljivega dela, trupla dobé večjo gorkoto, ter smemo soditi da je delo, ki je na videz zginito, prestavilo se na molekile, ki zdaj z večjo svojo močjo delajo večjo toploto. Prašaje dalje, kaj se godi, ko se pogublja delo s trenjem tega trupa ob ono, je treba pregledovati posamezne izkušnje.

Prvi ki je prizadeval se v resnici rešiti to oprašanje po izkušnji je bil grof Rumfort (1798) v Monakovem. Bil je ravnatelj vladarske fabrike, v kateri so topove vrtali, ter je imel priložnost opazovati vsakere prikazni, ki so v zvezi z vrtanjem in trenjem, in je opazoval kako močno se ogrevajo topovi pri vrtanji. Od začetka, ko je še bil vdan stari veri, da se toplota dela iz gotove toplotne materije, je mislil, da bi mogel pri vrtanji kjer izvira toliko toplote, napraviti si toliko toplotne materije ali toplotnega impondabila, da bi ga mogel pretehtati, ko bi imel dosti natanjčno in občutljivo tehtnico. Napravil je tako tehtnico, pa se je prepričal, da ni moč pretehtati toplotnega imponderabila, ter je jel premišljevati ogrevanje od druge strani in skušal je zvedeti zvezo med delom ki se porabi pri trenji in med toploto, ki se s trenjem dela.

Postavil je zvrtni top v lesen čeber, v top pa je vtaknil popolnoma skrhano svedro in ga pritisnil z močjo na dno, tako da se je težko vrtelo in da pri vrtenji ni vrtalo ampak samo brusilo ali trlo se ob dno topa. Zunaj kjer ima svedro ročnice je trdno privezal nanj dolg voh, in konec vodu je opregel konja, ki je nakrog gredé svedro vrtel kakor bi vrtal. Ker zbrušeno svedro ni moglo več vrtati ampak je samo trlo se ob top, je vse delo, kar

ga je konj opravljal, ko je svedro vrtel, porabilo se k trenju. Z trenjem, ki je stresalo topovo materijo in njegove molekile, je preneslo se konjevo delo v notranje topovo truplo; top pa je prihajal vedno topleji. Rumfort je napolnil čeber krog topa z vodo, ter se je voda grela od topa. Pri ti napravi je konj delal in svedro vrtel, in top se je trl z svedrom in ogreval se z trenjem, ter se je tudi voda krog njega bolj in bolj ogrevala, tako da je v eni uri njena temperatura povzdignila se do 25 Celsijevih stopinj. V dveh urah in pol pa je voda že tako vroča postala, da je jela vreti.

Tako osupna je bila ta prikazen delovcem, da so iz vse fabrike hiteli k topu, gledat kak čudež se godi, da se voda kuha in vre brez ognja in bez kurjave! Kakor čudna se je zdela ljudem ta prikazen, tako imenitna je postala za nov nauk, ki uči, da se iz dela napravlja toplota, nazaj iz toplote pa delo.

Rumfort je iz te izkušnje spoznal, da se utegne iz ktereга trupla si bodi z trenjem toliko toplote napraviti kolikor koli hočemo, kajti čim več dela se porabi k trenju tim več toplote se naredi.

Rumfortova izkušnja uči, da se iz dela nareja toplota, ter nam dokazuje, da ni mogoče, da bi toplota izvirala iz stare toplotne materije, ker truplo dá toplote kolikor hočemo, materije pa ne more nobene toliko v sebi imeti, da bi mu je nikoli ne zmanjkalo, ko bi jo dajalo iz sebe vedno naprej kakor utegne dajati vedno iz sebe zunajno pri trenji opravljeno delo v podobi toplote.

Dasi je Rumfortova izkušnja prepričavna, vendar so ljudje in sicer učeni še kakega polstoletja trdno držali se stare vere na toplotno materijo. Čim večja dela pa je toplota opravljala z mašinami, ki jih gonijo soparji, tim bolj so se jasnile zdrave misli o toploti; vendar so le po redkom se pečali bistrumui možje z zdravim ogledovanjem in premišljanjem gotove zveze med toploto in med delom. Francoz S. Carnot ¹ je leta 1824 dal na svitlo svoj znamenit spis o gibalni moči ognja. Leta 1842 pa sta prišla dva spisa na svitlo, prvi imetnitnejši od francoza Clapeyron-a ², ki je že leta 1834 deloma razglasil se ³ po Fran-

¹ S. Carnot. „Reflexions sur la puissance motrice du feu“.

² Poggendorffs Ann. Bd. 59. „Ueber die bewegende Kraft der Wärme“.

³ Journal de l' école polytechnique T. XIV. p. 170 (1834).

coskem, drugi pa od J. R. Mayer-a v Heilbronu ¹. S. Carnot je tako srečno in bistroumno preiskoval po matematični poti gibavne moči, ki jih daje kurjava po soparnih mašinah, da se je večina njegovih misel porabila več kot dvajst let pozneje k današnji mehanični teoriji; nanj se opirata v svojih delih Clapeyron in Clausius. Mayer pa je pokazal, da se voda v posodi ogreje, ako se v rokah močno stresa; trdil je da se led z močnim tiskom mora spremeniti v vodo, in Mousson ² je to z izkušnjo potrdil.

Pri vsem tem prizadevanji pa je manjkalo posebno pri matematičnem dokazovanji tiste zanesljive mere, po kateri se obrača delo na toploto in toplota na delo; tudi je veliko mož še dvomilo, da bi v natori nahajala se v resnici stanovita mera med toploto in med delom.

K razumku stanovitne mere med toploto in med delom, je treba ogledati natanjko navadno mero, po kateri se meri toplota. Ako hočemo gotovo težo vode za eno termometrovo stopinjo ogreti, je treba vselej gotove toplote; ali z drugimi besedami, ako ogrejemo en kilogram čiste vode za eno Celsijevo stopinjo je treba vselej iste toplote, ter imenujemo to stanovitno toplotno: kalórija. Toplota se tedaj meri po kalorijah; in sicer mi v tem spisu merimo po francoskih kalorijah, ne po avstrijskih, ker mislimo tisto stanovitno toploto kot mero, ktera en kilogram za eno stopinjo C. ogreje, ne pa tiste ki en funt ogreje za eno C. stopinjo. — Kakor pa toplotno mero opiramo na kilogram vode, bomo tudi storjena dela merili po kilogramih in po metrih, ter bomo po navadi imenovali kilogram-meter delo, ki se opravi, ako se prinese *en* kilogram *en* meter daleč.

Prašaje po stanovitni meri med toploto in med delom bomo skušali določiti natanjko koliko kilogram-metrov dela se mora pri trenji porabiti, da se napravi ena kalorija toplote, in pa koliko kilogram-metrov dela utegne opraviti ena kalorija toplote.

Na to vprašanje je dal Anglež Joule ³ naj bolj natančni odgovor s svojimi zanesljivimi izkušnjami, s kterimi se je pečal od leta 1840 do konca leta 1849. Joule je dokazal s svojimi izkušnjami, da se napravi ena kalorija toplote,

¹ Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur.

² Mousson. Poggend. Ann. Bd. 105.

³ Joule. Phil. Transactions for the year 1850, pagi 1.

ako se k trenji vode porabi 424 kilogram-metrov dela. Tedaj je vsaka kalorija ako jo merimo v spodobi dela vredna 424 kilogram-metrov; ali z drugimi besedami: svaka kalorija ima v sebi 424 kilogram-metrov dela.

Ker je delo 424 kilogram-metrov enako vredno (ekvivalent) z eno kalorijo, se imenuje: mehanični toplotni ekvivalent.

Izkušnje, po katerih je Joule določil mehanični toplotni ekvivalent, se morajo jako marljivo izpeljavati, ker treba je proračunati natanjko vsrktro pogubo storjenega dela, ki se ni porabilo k trenju in k ogretvi; treba pa je tudi izmeriti natanko toploto, ki jo je storilo delo kar se ga je res k trenju porabilo. Ker pa dela, ki obstoji v zgorej imenovani disgregaciji ni mogoče izmeriti, je Joule izvolil si k svojim izkušnjam skrbno taka trupla, ktera pri izkušnjah ne trpe nobene disgregacije. Kapljoča trupla ugajajo temu pogoju naj bolje ako se pri majhni toploti nekaj malega ogrevajo, ker pri majhni ogretvi se ta trupla ne razpahujejo toliko, da bi njihovo disgregačno delo mnogo iznašalo; tedaj se pri vodi in živem srebru, ki jih je Joule k trenju izvolil, porabi vse delo, kar se ga v resnici s trenjem opravi, k molekularnemu gibanju ali k občutljivi ogretvi.

Naprava, s ktero je Joule spreminjal delo v toploto s trenjem živega srebra, obstoji iz dveh plošč zlitega železa, ki se taretta kakor mlinska kamnja ko se moka melje. Kakor moč, goneča mlinsk kamen dela ko melje, tako tudi dela pri Joule-tovi napravi moč, vrteča zgornjo železno ploščo ter jo tare ob spodnjo. Delo kar se ga k trenju porabi, vzame nase podobo toplote ter se ogrevate plošči. Joule pa je postavil plošči v posodo napolnjeno z živim srebrom, ter je zmrlil iz dela storjeno toploto po ogretvi živega srebra. — Pri vseh teh pri raznih okoliščinah izpeljanih poskusih se je pokazalo, da isto delo daje vedno isto toploto in da mehanični toplotni ekvivalent iznaša okoli 424 kilogram-metrov.

Z drugo napravo, ki jo kaže podoba 1 (v. lit. tabl.), je Joule poskušal iz dela, ki se porabi k trenju med kapljinami in med trdnimi trupli, napravljati toploto, da bi se prepričal še bolj natanko, koliko iznese v resnici mehanični ekvivalent. V posodi *abcd* stoji trdna vrteča se os *XZ*, ki jo vrti padajoča teža *Q* z svojim delom, ki ga opravlja ko pada. Padajoča teža *Q* visi na niti, ki gre po škripcu *O* in je ovita krog osi tako da se mora os vrteti, ko se

nit močno napenja in raz-njo snema. V posodi ima os veliko ž njo se vrtečih lopat, in od strani segajo druge lopate iz stene proti osi, ki so tako napravljene, da ostaja kaj malo praznega prostora med obojimi lopatami ki se srečujejo ko se os vrti. Takih lopat pa je bilo kakih osem vrst v Joule-jevi posodi; posoda pa je bila ali z živim srebrom ali pa z vodo napolnjena, ter je kapljina pri vrtenji močno trla se po oskih špranjah med lopatami.

Padajoča teža Q je dajala delo, ktero je z vrtečo osjo prenašalo se v posodo na lopate, pri lopatah pa se je porabljala k trenju kapljine. Voda se je tedaj ogrevala od tistega dela, ki ga je napravljala padajoča teža. Ako pa hočemo primerjati porabljeno delo z storjeno toploto, je treba poprej izmeriti delo po kilogram-metrov in toploto po kalorijah. Z termometrom, ki se v posodo v takne, ko je delo končano, se najde koliko C. toplotnih stopinj meri ogretev, ter se preračuni število opravljenih kalorij po tem kar vaga voda in kar so vzele lopate in posoda toplote v-a-se.

Delo, ki se je s trenjem spremenilo v toploto, se najde po ogledovanju padajočega trupla. Mislimo si, da predno obesimo na nit tisto težo Q , ki pada in delá, že visi na niti toliko teže, kolikor je je treba da pokončava zapreke, ki se ostavljajo gibanju bodi si pri škripcu ali pri osi. Pri tej napravi ne bodo vzele zapreke, ki jih dela mašina, nič dela, ter se bo porabilo vse delo, ki prihaja od padajoče teže Q , k trenju in k ogretvi. Po mehaničnih pravilih pa teža Q , ki pade iz višine H , od A do B , utegne storiti ravno toliko dela kolikor ga je treba opraviti, da se teža Q zapet ozdigne na prejšnjo višino, to delo L pa znaša $Q \cdot H$ kilogram-metrov; ako merimo težo Q po kilogramih, višino H po metrih. Ko bi teža Q padla prosto iz A do B bi tedaj pri B utegnila opraviti delo $L = Q \cdot H$ in sicer z svojo živo močjo, ki jo je nabrala teža pri padu; ako zadene B s hitrostjo V je tedaj njena živa moč $\frac{Q \cdot V^2}{g}$, ter delo, ki ga utegne opraviti $L = \frac{Q \cdot V^2}{2g} = Q \cdot H$. V tem slučaju, ko pada teža prosto pa ne opravlja pada je nobenoga dela; pri Joule-vi napravi je pa padajoča teža vprežena, ter dela pada je in utegne med potjo ravno tisto delo $Q \cdot H$ opraviti, ako tako močno dela, da ji ne ostane hitrosti, ko pride do B . Pri poskusih pa ima teža, ko pride delaje do B še neko hitrost v , kakor ko bi bila pala iz manjše višosti h , tedaj znese delo l , ki ga padajoča teža Q ni oddala k trenju $l = Q \cdot h$. Delo, ki ga je pada-

joča teža Q v resnici k trenju oddala znese tedaj toliko, kakor ko bi bila pala samo iz višine $H - h$, ali pa

$$L - l = Q \cdot (H - h).$$

Ako se to delo razdeli med število storjenih kalorij, se dobi tisto število kilogram-metrov, ki jih porabi za vsako kalorijo ko se iz dela napravlja toplota. Po tej poti je Joule dobil pri trenji mesengastih (točénih) lopat z vodo 423·92 kilogram-metrov, in pri trenji železnih lopat in živega srebra 424·68 kilogram-metrov.

Naj večo vrednost in zanesljivost prišteva Joule sam svojim izskušnjam z trenjem vodé, ter sodi da je število: 424 kilogram-metrov naj zanesljiviši stanovitni iznesek mehaničnega toplotnega ekvivalenta.

Ako se zmeri delo L , iz kterega se dela toplota, po kilogram-metrih, toplota W pa ki se iz njega ravna po imenovanih kalorijah, velja tedaj postava izražena po enačbi

$$L = 424 \cdot W,$$

ker vsaka kalorija vzame 424 kilogram-metrov dela, in ker se po zakonu ohranitve žive moči ne zgubi nič dela — kar spričujejo tudi na tanko Joule-ve izkušnje.

Drugo vprašanje pa je, ali toplota, ko opravlja dela stori iz vsake kalorije zopet 424 kilogram-metrov dela, ali ne; z drugimi besedami: vpraša se, ali more toplota opraviti toliko dela kolikor se ga porabilo ko se je ta toplota napravila?

Sledeči poskus odgovarja na to vprašanje, ter potrjuje, da toplota vtegne opraviti zopet tisto delo, iz kterega se je napravila. Mislimo si v podobi 2 (v. litogr. tabl.) posodo AO , ki meri ravno e n kubični meter, njene stene naj so trdne in neproduhljive, samo zgornja stena $ABCD$, ki meri (kakor vsaka druga) e n kvadratni meter, naj bo tako napravljena da se po naši volji zdaj vstavi kakor da bi bila nepremakljiva, zdaj pa oprosti se, da se giblje brez zapreke gori ali doli kamor jo goni kaka moč.

Posoda je po navadnem razumku prazna, v resnici pa je polna zraka. Od zunaj in od znotraj tišči na vsako steno ali na vsak kvadratni meter zračni tisk, ki ima 10334 kilogramov moči; ko bi kdo od znotraj premakljivo steno $ABCD$ k višku vzdigoval, bi moral premagovati zunanjo zračno breme ter bi delal.

V kubičnem metru zaprti zrak hočemo ogreti za eno termometrovo stopinjo; toplota, ki jo potrebuje k tej ogrevi je znana, ter bomo

opazovali koliko dela opravi ta toplota, ko razsteza notranji zrak in ko vzdiguje breme ali zračni tisk.

Ako se zgornja stena $abcd$ oprosti, da je gibljiva, in ako ogrejemo notranji zrak pri tej napravi, odjenjuje stena pred notranjem tiskom proti zunanjem prostoru, dokler notranji tisk ne dobi enake moči s zunanjim, ter pravimo da se ogreva notranji zrak pri stanovitnem zunanjem tisku. Pri stanovitnem zunanjem tisku pa znaša primerna ali specifična toplota zraka $C = 0.2377$ kalorij, to je vsak kilogram zraka potrebuje pri ogretvi za vsako termometrovo stopinjo 0.2377 kalorij. Ker vaga kubični meter zraka $Q = 1.293$ kilogramov in ker ga ogrejemo samo za eno stopinjo znaša toplota k tej ogretvi porabljena

$$W = Q \cdot C \cdot 1^{\circ} = 1.293 \times 0.2377 \text{ kalorij.}$$

Pri tej ogretvi pa toplota W ni samo zraka ogrela, ampak opravi tudi zunanje delo s tem ko je odrinila zunanji tisk $p = 10334$ kilogramov po vsem tistem prostoru α , za kolikor se je kubični meter zraka narastel. Znano pa je, da znaša kubični rastezajoči koeficijent $\alpha = 0.00366$, to je: vsak kubični meter zraka naraste pri ogretvi za eno stopinjo za 0.00366 kubičnih metrov, ako ostane stanovitni zunanji tisk. V podobi naznanja prostorina $ABCDabcd$ iznesak za α . Ko pa kaka moč premaga breme p po prostoru α pa stori delo $= p \cdot \alpha = 10334 \times 0.00366$ kilogram-metrov. To število naznanja tedaj delo, po toploti opravljeno.

Ako se pa pri ogretvi napravi zgornja stena $ABCD$ nepremakljiva, se pa ogreva zrak pri stanovitni prostornini ali pri stanovitnem volumu. Znano pa je da pri stanovitnem volumu specifična toplota zraka znaša $c = 0.1686$ kalorij, ter se pri ogretvi kubičnega metra zraka za eno stopinjo porabi toplote $Q \cdot c = 1.293 \times 0.1686$ kalorij. Pri tej ogretvi se zrak ni raztezal ter ni opravil nobenega dela.

Ogrevanje pri stanovitnem volumu nam kaže, da kubični meter zraka potrebuje k lastni ogretvi za eno stopinjo $Q \cdot c$ kalorij; pri prvem ogrevanju, ko je opravljalo se zunanje delo, se je pa porabilo več toplote, namreč $Q \cdot C$ kalorij, ter je ostanek $= Q (C - c) = 1.293 (0.2377 - 0.1686)$ kalorij, ki se ne porabi k lastni ogretvi, opravil zunanje delo $p \cdot \alpha = 10334 \times 0.00366$ kilogram-metrov.

Pri tem poskusu je tedaj toplota, ki meri $Q (C - c)$ kalorij, opravila delo $p \cdot \alpha$ kilogram-metrov. Na vprašanje, koliko dela je vsaka kalorija opravila, moramo razdeliti delo $p \cdot \alpha$ med kalo-

rije: $Q(C - c)$, ter dobimo tisto delo, kega je opravila ena kalorija, namreč

$$\frac{p \cdot \alpha}{Q \cdot (C - c)} = \frac{10334 \times 0.00366}{1.293 \cdot (0.2377 - 0.1686)} = 423.5 \text{ kilogram-metrov.}$$

To število 423.5 se dosti bliža številu 424, ter ni dvomiti, da vsaka kalorija vtegne opraviti zopet 424 kilogram-metrov dela, to je ravno tisto delo, kolikor se ga je porabilo, ko se je iz dela napravljala toplota.

Te izkušnje učé neovrhljivo, da toplota opravlja dela utegne opraviti ravno toliko dela, kolikor ga je treba, da se iz dela zopet toliko toplote napravi kolikor se jo je k delu porabilo.

To je glavni zakon mehanične teorije o toploti. Ta zakon sicer ne pravi drugega kot zakon ohranitve žive moči v mehaniki, vendar dokazati ga po izkušnjah je tim bolj treba bilo čim bolj je dosti učenih odrekovalo, da bi veljal ta zakon o toploti. Clausius ga šteje tako imenitnega, da je dal glavnemu zakonu posebno ime, imenuje ga namreč: „zakon ekvivalencije med toploto in delom“.

Razun Joule-jevih izkušenj so naj imenitniši poskusi, ki jih je na Francozkem delal Hirn¹; on je premeril toploto, ki jo imajo v sebi sôparji pri parni mašini predno pristopijo k delu, in pa tudi toploto, ki jo imajo v sebi potem ko so že opravili delo; delo pa, ki ga opravlja parna mašina z tisto toploto, ki so jo zgubili sôparji, je premeril z dinamometrom.

Hirn je po svoji meri porabljene toplote našel za mehanični ekvivalent število, ki se je toliko ločilo od Joule-jevega ekvivalenta, da je opiraje se na svoje izkušnje trdil, ka ekvivalent nima stanovitne vrednosti, in tedaj ne velja sploh Clausijev zakon ekvivalencije.

Ker je Hirn znan za znajdenega in umnega pokuševalca, je bilo treba pečati se resno z njegovim poskusom. Clausius, ki je na stanovitnost mehaničnega ekvivalenta o toploti sezidal svojo teorijo, je hitel dokazati vzrok, iz kterega je Hirn dobil drug znesek kot Joule. Clausius je vzel po redu vse zadeve po tisti meri, kakor

¹ Hirn, Recherches sur l'équivalent mécanique de la chaleur, présentées à la société de physique de Berlin. Paris 1858.

jih je Hirn sam pri poskusu našel, pa je dokazal da se z obzirom na spremembo, ki se godé posebno v gostilniku ali kondensatorji, kjer je Hirn meril toploto v vodi zgoščenih soparjev, morajo štečila popraviti, ter je prepričal tudi Hirn-a, da njegovo lastno merjenje, popravljeno po okoliščinah, ne da drugega zneska za ekvivalent nego ga je bil dobil Joule.

Hirn¹ se je pa pozneje še veliko pečal z mehanično teorijo o gorkoti. Veliko imenitnost ima njegova izkušnja, ktera uči, da se tisto delo spremeni v toploto, ktero se na videz zgubi pri udaru ne-elastičnih trupel. Hirn je obesil dva težka trama, leseni in železni, kakor bi visela dva silna majalca (pendela) tako da trama v pokoji v horizontu ležita in s koncema zadevata drug drugega. Podoba 3. (v. litogr. tabl.) naj naznanja to napravo z dvema krogljama, mesto katerih imamo misliti si Hirnova tramova. Na tistem konci lesenega hlada, kjer ga je železni tram zadeval, je bila pripeta železna plošča, na ktero se je s koncem postavil pri poskusu svinčén kozarec. Naj pomeni v naši podobi desna krogla železni tram, ktereга breme meri Q kilogramov; leva pa pomeni leséni tram, ki je Q^1 kilogramov težak. Poskuša je Hirn vzdignil železni tram, kakor pendelj, do kraja a ali do višine H , ter je opravil delo $= Q \cdot H$. Od a doli je izpustil železni tram, da je padal kakor pendelj z svojo naj večjo močjo na svinčéni kozarec in vzdignil je z udarom leséni tram do višine h , ter je oddal delo $= Q^1 \cdot h$, sam pa se je odbil nazaj in zdignil se nekaj malega do višine h_1 , ter je še ohranil si delo $= Q \cdot h_1$. Ko bi se pri udaru ne bilo potratilo nič dela bi mogla oba dela po udaru, to je $Q^1 \cdot h + Q \cdot h_1$ ravno toliko znašati kot znaša delo $Q \cdot H$ pred udarom; pokazalo pa se je, da je

$$Q \cdot H > Q \cdot h_1 + Q^1 \cdot h, \text{ ter } Q \cdot H = Q \cdot h_1 + Q^1 \cdot h + x,$$

ako pomeni x delo ki se je pri udaru na videz zgubilo. Pri udaru pa se je udarjeni svinčéni kozarec stisnil in ogrel, ter ga je Hirn hitro napolnil z vodo, in po ogretvi je našel kolikor kalorij w šteje ogretev. Primerjaje pri udaru zgubljeno delo x z napravljeno toploto w , je prepričal se Hirn da je

$$\frac{x}{w} = 425 \text{ kilogram-metrov;}$$

¹ Hirn, Théorie mécanique de la chaleur. Sec. édition. Paris 1865. p. 58.

to se pravi, da je vsakih 425 kilogram-metrov na videz zgubljenega dela spremenilo se v toploto in napravilo eno kalorijo.

Ta silo imenitna izkušnja ni potrdila samo, da obstoji v resnici stanovitni mehanični ekvivalent o toploti, ki znaša blizu 424 kilogram-metrov, ampak pokazala je tudi da tisto delo, kega mehanika pri udaru ne-elastičnih trupel šteje zgubljenega, v resnici ni zgubljeno, ampak da se pri takih udarih iz vidljivega dela napravi molekularno delo, ki se razodeva v podobi toplote.

Pomočki, s katerimi se pri matematičnem razlaganju zaznamena stan trupla dosled toplote njegove.

Sploh ogledujemo toplotne prikazni na truplih, ki so v pokoju. V poslednjem bomo vselej, kjer koli bo govor o teži trupla, mislili si en kilogram. Ako nam kaže prostornina trupla, s pa njegovo primerno ali specifično težo, velja enačba $v \cdot s = 1$. S toploto pa se ne spreminja samo prostornina v in specifična teža s ali pa gostota trupla, ampak spreminja se tudi moč, s katero razteza truplo svojo prostornino, ali tisk trupla, ki tišči navpično na njegovo površje. Ko se truplo razteza, prihaja njegov tisk do površja večji, ko se pa stiskuje se pa manjša tisk do površja, kakor nam kaže poskus z ogrevanjem zraka (pod. 2); ko smo ogrevali zrak v kubičnem metru je prihajal njegov tisk večji od zunanjega ter mu je odjenjevala premakljiva stena $ABCD$, ko bi pa zopet ohlajali ga, bi njegov tisk jel pešati, ter bi postal manjši od zunanjega tiska in premakljiva stena $ABCD$ bi se pomikala nazaj. Tisk trupla kar ga pride na vsak kvadratni meter imenujmo p .

Toplotni stan trupla je tedaj popolnoma določen, ako se določi njegova prostornina v ali specifična teža s in njegov tisk p .

Ker smo vajeni po znani postavi, izhajajoči iz Mariotte-vega in iz Gay-Lussac-ovega sestavka, določevati stan zraka ali kakega drugega gaza pri spremenjeni toploti in pri raznem gazovem tisku, si vzamemo lahko v spomin to-le sestavljeno postavbo; njena oblika je:

$$p : p_1 = v_1 (1 + \alpha t) : v (1 + \alpha t_1);$$

tukaj pomenja p gazovi tisk pri prostorni v in pri temperaturi t , in

$$p_1 \quad " \quad " \quad " \quad " \quad v_1 \quad " \quad " \quad " \quad t_1,$$

$\alpha = 0.00366$ pa je stanovitni raztežni koeficijent.

Po tej enačbi je toplotni stan vsacega gaza popolnoma določen, ako poznamo njegov p in v ali pa v in t . Iz prve oblike izhaja namreč

$$\frac{pv}{(1 + \alpha t)} = \frac{p_1 v_1}{(1 + \alpha t_1)} = R.$$

R pomeni stanovitno število, ker pravi enačba, da $\frac{pv}{1 + \alpha t}$ ostane enako vreden ko spremené kakor bodi tisk p_1 , prostornina v_1 in temperatura t_1 . Tedaj se piše sestavljena Mariotte = Gay-Lussac-ova postava tudi tako-le:

$$pv = R(1 + \alpha t).$$

Ta enačba šteje tri spremenljive množine: prostornino v , tisk p in temperaturo t . Ker se pa iz vsake enačbe da preračunati ena neznana množina, je dosti da poznamo dve teh spremenljivih množin; ako tedaj poznamo p in v , zvemo po enačbi tudi t , ter pravimo da je gazov stan popolnoma določen pri vsaki toploti, ako je določen njegov tisk in njegova prostornina.

Kar velja sploh o določevanji toplotnega stanu z prostornino in z tiskom pri gazih, velja tudi pri drugih truplih, le da so zvezane te množine pri družih truplih po družih postavah, ki jih deloma še ne poznamo.

Treba pa je tudi določevati toploto, ki jo podelimo trupu. Naj meri toplota, ki jo je truplo prijelo Q kalorij. Ker od te toplote Q prihaja več sprememb po trupu, se ona razdeljuje na več delov. En del te toplote Q podpira molekularno gibanje, od nje se nabere v trupla nekaj molekularnega dela $= M$; drug del napravlja disgregacijo, ter se kroji zopet na dva kraja, prvi razpahuje molekile med saboj, ter opravlja notranje delo $= J$, drugi pa pri raztezavanji premaguje zunanji tisk, ter opravlja zunanje delo $= L$. Ker se ne zgubi nič dela, ker velja zakon ohranitve moči, velja toplota Q zmerjana v podobih dela $= 424 \cdot Q$ ravno toliko kakor veljajo opravljena dela, ter je

$$424 \cdot Q = M + J + L.$$

Ako postavimo $a = 424$ kilogram-metrov, se piše enačba

$$a \cdot Q = M + J + L.$$

Ker pa množini M in J obe skupaj pomenite vse delo skupaj kar ga opravlja toplota Q v notranjem trupu, imenuje R. J. A. XIX.

se $J + M = U$ posebno notranje delo; ter se enačba tudi piše

$$a \cdot Q = U + L.$$

Ako si mislimo samo majhne toplotne spremembe, n. pr. diferencial dQ, dU in dL , dobimo z diferenciranjem zgornje enačbe, obliko

$$a \cdot dQ = dU + dL \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Akoravno vsega notranjega dela kar ga je po natori v truplih ne poznamo, vendar vtegnemo določevati njegove spremembe dU .

Ker je toplotni stan trupa popolnoma določljiv po množinah v in p , se mora tudi U določevati po teh množinah ali U je množina, ki se dobiva po doslé neznanem računu iz množine v in p , ter je U neka funkcija od v in p , to je

$$U = f(v, p).$$

Ako bi poznali račun, kega pomenja $f(v, p)$ in ako bi poznali v_1 in p_1 od začetka ko se začne toplotne spremembe, bi našli po računu, kega funkcija f naznanja, množino notranjega dela $= U_1 = f(v_1, p_1)$. Ko bi na konci raznih sprememb truplo imelo v_2 in p_2 , bi dobili tudi notranje delo U_2 , kega ima truplo po dokončanih spremembah, namreč $U_2 = f(v_2, p_2)$, ter bi ostanek

$$U_2 - U_1 = f(p_2, v_2) - f(p_1, v_1)$$

pomenil spremembo notranjega dela. Ko bi pa mi vodili toplotne spremembe, bodi-si po katerih potih koli hoče, do zadnjega konca tako da bi na konci imelo truplo zopet začetni stan ali v_1 in p_1 , bi bilo tudi $U'_2 = U_1$, ter bi bilo $U'_2 - U_1 = 0$.

Iz tega se vidi, da so spremembe notranjega dela popolnoma določene po tistih izneskih p in v , ki jih ima truplo s početka in na konci svojih prememb. Ako pa hoče biti sprememba notranjega dela popolnoma določena po konečnih stanih trupa, mora biti mogoče soštevati ali integrirati spremembe, ki se pri dU delajo zaporedoma, ter je določljiv integral

$$\int dU = f(p, v),$$

tedaj pa mora biti dU kak popolen diferencial. — Ko bi kdo to tajil, bi moral tudi tajiti, da $U'_2 - U_1$ ni $= 0$, ter bi trdil da je $U'_2 - U_1 = \pm k$; kjer pomeni $+k$ delo, ki se je v trupu pridobilo, $-k$ pa ki se je v trupu pogubilo, ko ima truplo zopet svoj star stan. Ko bi spremembe

o toploti po gotovi vrsti izpeljane utegnile napraviti $+k$ dobička pri notranjem delu, bi narobe izpeljane spremembe napravile $-k$ zgube; ko bi tedaj obrnili narobe vrsto zadnjih sprememb, ki imajo dati zgubo notranjega dela, bi nabiral se dobiček o notranjem delu. Ker pa v starem stanu trupla od zunaj učinjeno (storjeno) delo ne bi imelo nobenega izneska, — ker vsako delo bi moralo v njegovem stanu kaj spremeniti, — bi na konci sprememb ostajal dobiček notranjega dela, brez da bi se za-nj bilo porabilo enakovredno zunanje delo, ter bi se vtegnilo brez konca pridobivati notranje delo bez zunanjega dela. To pa pelje „ad absurdum“ ker se po zakonu ohranitve žive moči ne more nikdar in nikjer pridobivati nobenega dela, da se za-nj ne bi porabilo enako vredno drugo delo ali druga živa moč.

Neznana funkcija dU je tedaj popolen diferencial, ker je po začetnem stanu (v_1, p_1) , in po končnem (v_2, p_2) njena vrednost popolnoma določena, namreč:

$$\int_{v_1}^{v_2} dU = \int_{v_1}^{v_2} df(v, p) = f(v_2, p_2) - f(v_1, p_1).$$

Ker se pri $U = f(v, p)$ vtegne spreminjati po volji v ali p , pravimo, da sta v in p po volji spremenljivi množini ali neodvisni spremenljivki, tedaj ima popolen diferencial obliko:

$$dU = \left(\frac{dU}{dv}\right) \cdot dv + \left(\frac{dU}{dp}\right) \cdot dp,$$

ako pomenite obliki $\left(\frac{dU}{dv}\right)$ in $\left(\frac{dU}{dp}\right)$ deloma — ali parcijalne diferencialne kvocijente. Po pravilih diferencialnega računstva pa velja za popolni diferencial dveh neodvisnih spremenljivk zakon:

$$\frac{d}{dp} \left(\frac{dU}{dv}\right) = \frac{d}{dv} \left(\frac{dU}{dp}\right) \dots (2)$$

v tem slučaju prihaja tedaj tisti iznesek na dan, ko diferenciramo funkcijo U zaporedoma po obéh spremenljivkah, naj diferenciramo poprej po tej ali po uni spremenljivki, — red pri diferenciranju ne stori nobene razlike v iznesku. Tedaj pa vtegnemo pri funkciji U ne boječ se pogrška, pisati brez zaključne

$$\frac{d^2 U}{dp \cdot dv} = \frac{d^2 U}{dv \cdot dp}.$$

Kar smo ravno dokazali velja o notranjem delu U , pa ne o zunanjem delu L , katerega zdaj hočemo preiščevati.

Mislimo si, da se truplo razteza za en diferencijal $= dv$ svoje prejšnje prostornine v in da premaguje pri razstезovanji zunanji tlak p , ki tlači na vsak kvadratični meter njegovega površja. Spominjajmo se da smo pri razstезovanji zraka v kubičnem metru; dobili delo $= p \cdot \alpha$, in da se tukaj mesto z postavlja dv , pa dobimo obliko zunanjega dela, ki se ga pri tem samo en diferencijal dL opravi,

$$dL = p \cdot dv.$$

Tedaj je dosledno enačbe (1) tudi

$$a \cdot dQ = dU + p \cdot dv.$$

Ako hočemo to enačbo integrirati, se moramo spomniti, da je dU popoln diferencijal, ter daje integracija

$$a \cdot Q = U_2 - U_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

ako pomeni Q tisto število kalorij, kolikor se jih podeli truplu, ko stopi iz prvega toplotnega stanu (v_1, p_1) v drugi stan (v_2, p_2) — Tega števila Q pa ni mogoče doseči, dokler se ne izpelje integracija zadnjega uda; zadnji ud pa se ne da integrirati, dokler ste množini p in v neodvisni spremenljivi, pač pa se da integrirati, ko je p stanovit, da ga smemo postaviti pred znamenje $\int$, ali pa ko ste p in v odvisni ena od druge in se pozna zakon njihove odvisnosti $p = \varphi(v)$. Kadar pa poznamo zakon $p = \varphi(v)$, to je, kadar vemo, kako se spreminja zunanji tlak p zaporedoma, ko se spreminja prostornina v , pa utegnemo integrirati zadnji ud, ter najdemo iznesek Q .

Delo, katero pomeni zadnji ud pod integralnim znamenjem, si vtegnemo narisati v geometrični podobi (pod. 4 na lit. tabl.). Naj bo O konec dveh navpičnih koordinat OX in OY ; poleg abscise OX odrežemo kosove vO , ki naj pomeni prostornino v , in košček ev , ki pomeni $= dv$; v_1O in v_2O pa pomenite končne prostornine; — poleg ordinate OY iz kraja v pa postavimo ec , ki pomeni tlak p sploh, kakor pomenite navpični ordinati v_1a in v_2b končna tlaka p_1 in p_2 .

Pogled narisanege obraza kaže, da od začetka tlak zunanji sega do a , ko pa prostornina raste, si pa vtegnemo misliti da gre v_1

naprej proti X , ter gre tudi navpičnica p_1 in ž njo a naprej. Ko bi tlak p_1 ostal tedaj stanovit en ko raste prostornina bi ostala navpična vedno enako visoka, ter bi se a pomikal vspored k OX poleg ravne črte ax naprej, tedaj bi mi rekli: tlak narisà ravno črto vspored OX . Ko pa tlak pri razstезovanji peša, da gre a skozi c do b pa narisa tlak krivo črto ali krivino acb ; ko bi pa tlak rasel bi šel a po kaki viši poti skozi c' do b , ter bi tlak pri razstезovanji narisal krivino $ac'b$. Take od tlaka napravljene krive črte bomo imenovali tlakove kurve.

Poiščimo v podobi razumek od $p dv$ in $\int p dv$. Ker pomeni $ev = dv$ jako kratek košček abscise, je tudi ch tako kratek, ter se sme misliti, da gre vspored abscise, tedaj pomeni mala ravničica $vche$ to, kar pomeni $p dv$, ter imamo $p dv = vche$. Ako integrovamo od početka do konca toplotnega stanu ali od (v_1, p_1) do (v_2, p_2) moramo soštєvati v podobi vse prvotne ravničice, iz katerih si mislimo zloženo vso ravn med absciso in tiskovo kurvo in med av_1 in bv_2 , ter dobimo

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = v_1 acbv_2 \text{ ali pa } = v_1 ac'bv_2.$$

Iz tega pa vidimo jako natančno, da ima zunanje delo, tedaj tudi Q , drugo vrednost pri drugi tlakovi kurvi; tedaj se menja zunanje delo in ž njim tudi Q , ko se menja zakon, po katerem gre tlak pri razstезavanji.

Spremembe notranjega dela, $U_2 - U_1$, so kakor smo zgorej dokazali, popolnoma določene po začetnem in končnem stanu trupla. Zunanjega dela $\int p dv$ in toplote Q ktero truplo potrebuje pri svojih toplotnih spremembah, pa ni najti iz začetnega in končnega stanu, dokler ne poznamo postave, po kateri se opreminja zunanji tlak pri razstезanji trupla od početka do konca.

Nektere tlakove kurve imajo v poslednem premišljevanji tako imenitnost, da je treba kolikor mogoče soznaiti se ž njimi.

Naj se pri razstезanji truplu pridaja ravno toliko toplote, da se ohrani stanoviti njegov tlak, ki sicer premaguje zaporedoma zunanji tlak, pa je od stopinje do stopinje temu skoraj popolnoma enako velik. Tedaj se razstєza truplo pri stanovitnem zunanjem tisku p , ter narisa stanoviten začetni tlak p_1 (pod. 5 na lit. tabl.) ravno črto acb vspored OX , ki nam

daje kurvo stanovitnega tiska. Zunanje delo L je v tem slučaju

$$L = p \int_{v_1}^{v_2} dv = pv_2 - pv_1$$

ali

$$p_2 v_2 - p_1 v_1 = abv_2 v_1.$$

Ko bi se pa toplotni stan trupla spreminjal pri stanovitni prostornini v bi bil diferencial $dv = 0$, ter bi odpadel zadnji ud iz enačbe (3), in ostale množine $a \cdot Q = U_2 - U_1$ nam dokazujejo, da bi bilo treba truplu dati ravno toliko toplote, kolikor se je porabi k spremembi notranjega dela. V tem slučaju bi začetna prostornina $v_1 = 0v_1$, ne spremila se, ko bi rasteł tlak p_1 , ter bi narisal tlak ravno črto ad vspored OY .

Vtegne pa se spreminjati začetni stan trupla brez da bi se mu kaj toplote dajalo ali jemalo; v tem slučaju je $Q = 0$ in $dQ = 0$, tedaj izbaja iz enačbe 3) $U_1 - U_2 = \int p dv$, in to nam pravi, da se zunanje delo opravlja z notranjim.

Čim več zunanjsa dela pa ko se opravi z notranjim, tem bolj peša tlak trupla, kterega si imamo misliti zunanjemu tlaku enakega, tedaj ko se prostornina razteza od v_1 do v_2 (pod. 5) peša tlak od a proti e do h ter narisa kurvo $ae h$. Anglež Rankine jo imenuje „adiabatično kurvo“ in sodi da se v enaki primeri bliža abscisi OX kakor kurve asimptote. Ko bi jo hotli narisati bi morali pred spoznati nje zakon sploh $p = \varphi_1(v)$, kar pa nam dozda ni mogoče določiti razun pri gazih. Ko bi pa kdaj spoznali sploh zakon $U = f(v, p)$, ki velja za vsa trupla, bi pa vtegnili najti njeni zakon, ker je $dQ = 0$, je po zgornji enačbi pred 3) tudi

$$0 = dU + p dv$$

ali

$$0 = \left(\frac{dU}{dv}\right) dv + \left(\frac{dU}{dp}\right) dp + p \cdot dv,$$

ter

$$\left(\frac{dU}{pd}\right) dp = - \left[\left(\frac{dU}{dv}\right) + p \right] \cdot dv,$$

kar bi morali integrovati, pa bi dobili zakon $p = \varphi_1(v)$ adiabitične kurve.

Vtegnejo pa se tudi toplotne spremembe trupla tako izpe-ljavati, da ostane notranje delo U stanovitno, ter da

ostanek $U_2 - U_1 = 0$. V tem načinu pa pravi enačba 3), da je treba

$$a \cdot Q = \int p dv$$

toliko toplote podeliti trupu, pri katerem se nima spreminjati notranje delo, kolikor jo je treba k zunanjemu delu. Ker se U ne spremeni, je $dU = 0$, ter je tudi

$$0 = \left(\frac{dU}{dv} \right) dv + \left(\frac{dU}{dp} \right) dp,$$

ter

$$\left(\frac{dU}{dp} \right) dp = - \left(\frac{dU}{dv} \right) dv,$$

ako se integruje, dá zakon $p = \varphi_2(v)$ za tiskovo kurvo pri stanovitnem notranjem delu; Francoz Cazin jo imenuje: „isodinamično kurvo“; v podobi naj se naznanjuje z kurvo *alk*.

Spomnimo se, da pomeni $U = M + J$ dvojno delo, tistega M ki se porabi k molekularnemu gibanju in tistega J ki se porabi pri razpahovanji molekul med saboj, in da molekularno gibanje dela toploto in njeno temperaturo. Pri gazih nimajo molekuli med saboj skoraj nobene moči, kakor uče Regnault-ove in druge izkušnje, ter se pri razpahovanji njihovih molekul med saboj ne porabi skoraj nič dela, ter je pri gazih $J = 0$, tedaj je pri gazih $U = M$. Ako pa se ne spreminja pri gazih molekularna živa moč M , ostane stanovitna temperatura, ter narisa tlak pri razstезanji kurvo, ki jo Rankine imenuje: „isotermično kurvo“. — Iz našega premišljevanja je videti, da je pri gazih tudi notranje delo U stanovitno kadar ostane stanovitna živa molekularna moč M ali temperatura, ter ste pri gazih isortemična in isodinamična kurva ena drugi popolnoma enaki.

Razumek obračljivih toplotnih spomemb.

Kadar je znan zakon $p = \varphi(v)$, po katerem se spreminja zunanji tlak pri razstезanji trupa, in kadar je med razstезanjem od stopinje do stopinje zunanji tlak enak notranjemu (samo toliko da premaguje notranji zunanji), je znano po tem zakonu tudi storjeno zunanje delo. Ker je pa notranji tlak zaporedoma zunanjemu enak, se vtegne razstegnjeno truplo s tistim delom, ki ga je opravilo pri razstезanji, zopet stisniti do svoje prve prostornine, ako skrbimo, da se tlak p pri stiskanji spreminja po edinem zakonu $p = \varphi(v)$

kakor se je spreminjal pri razstезanji. Ako se je prostornina trupla dosledno podeljene toplote Q od v_1 do v_2 razstegnila, med tem, ko se je (pod. 5) zunanji in znotranji tlak spreminjal po narisani kurvi $ac'h$, se razume, da se truplo po tisti poti in zakonu hea stikovaje pripravi na svoj prvi stan z prostornino v_1 , ako se mu na tej obrnjeni poti odzame toliko toplote Q , kolikor je je poprej na isti poti prejel.

Ako imenujemo toploto, ki jo je truplo rastezevaje se, vá-se zelo pozitivno $= + Q$, in delo, ki ga je pri razstезanji opravilo, pozitivno $= + \int p dv = + L$; moramo pri obrnjenih spremembah toploto, ki se mu odzame, imenovati negativno $= - Q$, in delo, kega je treba opraviti pri stiskovanji, negativno $= - L$. Tedaj velja po znani postavi 3)

$$+ a \cdot Q = U_2 - U_1 + L \quad \text{pri razstезanji, in narobe}$$

$$- a \cdot Q = U_1 - U_2 - L \quad \text{pri stiskovanji,}$$

ako se truplo po naznanjenih spremembah pripravi k svojemu prvemu stanu. Kakor se iz zadnjih enačeb vidi, ne dá soštevanje množin nobenega izneska, kakor da bi se s truplom ne bilo nič dogodilo. Tedaj se imenovane spremembe imenujejo obračljive. Ko bi pa ne poznali postave $p = \varphi(v)$, bi ne vedeli obrniti sprememb, ter bi imeli neobračljive spremembe.

Okrožne spremembe pa se imenujejo sploh vsaktere spremembe o toploti, naj se vrsté kakor bodi, po dvojnih ali po več zakonih in potih zunanjega in notranjega tlaka.

Pri naj enotnejših okrožnih spremembah velja dosledno razstезanja gornja enačba:

$$+ a \cdot Q = U_2 - U_1 + L; \quad \text{pri stiskavanji pa utegne zakon tlaka biti drugi:}$$

$$- a \cdot Q' = U_1 - U_2 - L', \quad \text{ker mesto po prvi poti } acb \text{ (pod. 4) se vtegne truplo vrniti v prvi stan po poti } bc'a, \text{ ter se dela ostanek}$$

$$a(Q - Q') = 0 + (L - L'),$$

ta ostanek pa kaže, da po dokončanih okrožnih spremembah v notranjem delu ni najti nobene spremembe; pač pa vtegne ostati kaj zunanjega dela $L - L' = a(Q - Q')$.

Okrožne spremembe vtegnejo biti obračljive, in sicer ko poznamo zakone tlaka. Ko bi pa pri okrožnih spremembah ne poznali vseh zakonov $p = \varphi(v)$, bi ne mogli dobiti obračljivih spre-

memb, ter bi imeli pred sabo neobračljive okrožne spremembe.

~~~~~

Prva glavna enačba.

Dobili smo zgorej enačbo v obliki:

$$a \cdot dQ = dU + p \cdot dv, \text{ v kateri je} \\ U = f(v, p), \text{ in tudi } Q = F(v, p);$$

spoznali smo, da je  $dU$  popoln diferencial,  $dQ$  pa ne, ker enačba 3) uči da se  $dQ$  sam na sebi ne dá integrovati dokler ne poznamo gotove postave  $p = \varphi(v)$ . Sploh pa je

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

in

$$dU = \left( \frac{dU}{dv} \right) \cdot dv + \left( \frac{dU}{dp} \right) \cdot dp;$$

ako postavimo tà izneska v gornjo enačbo, kjer stoji  $a \cdot dQ$ , pa dobimo:

$$a \cdot \left[ \left( \frac{dQ}{dv} \right) \cdot dv + \left( \frac{dQ}{dp} \right) \cdot dp \right] = \left( \frac{dU}{dp} \right) \cdot dp + \left[ \left( \frac{dU}{dv} \right) + p \right] \cdot dv.$$

Ker pa sploh postava mora tudi veljati, ko je  $p$  stanovitni ali  $dp = 0$ , tedaj ostane

$$a \cdot \left( \frac{dQ}{dv} \right) = \left( \frac{dU}{dv} \right) + p, \text{ ter je tudi } a \cdot \left( \frac{dQ}{dp} \right) = \left( \frac{dU}{dp} \right).$$

Diferencujmo prvo teh enačeb po  $p$ , drugo po  $v$ , pa dobimo v znamenjih:

$$a \cdot \frac{d}{dp} \left( \frac{dQ}{dv} \right) \cdot dp = \frac{d}{dp} \left( \frac{dU}{dv} \right) \cdot dp + dp$$

in pa

$$a \cdot \frac{d}{dv} \left( \frac{dQ}{dp} \right) \cdot dv = \frac{d}{dv} \left( \frac{dU}{dp} \right) \cdot dv.$$

Ako subtrahiramo drugo enačbo od prve, pride na dan:

$$a \cdot \left[ \frac{d}{dp} \left( \frac{dQ}{dv} \right) - \frac{d}{dv} \left( \frac{dQ}{dp} \right) \right] = \frac{d^2 U}{dp \, dv} - \frac{d^2 U}{dv \, dp} + 1;$$

ker pa sta dosledno enačbe 2) prva dva uda na desni strani enaka, se vničita, ter ostane

$$\frac{d}{dp} \left( \frac{dQ}{dv} \right) = \frac{d}{dv} \left( \frac{dQ}{dp} \right) = \frac{1}{a} \dots \dots \dots 4)$$

To je oblika prve glavne enačbe, ki kaže da  $dQ$  ni popoln diferencijal dveh spremenljivih množin  $v$  in  $p$ , ker dokler si mislimo da ste  $v$  in  $p$  neodvisni spremenljivki, bi ostanek  $\frac{1}{a}$  moral biti enak ničli, ako bi hotel  $dQ$  biti popoln diferencijal, ostanek pa je stanovitna množina, ker je  $a$  stanovitlen mehanični toplotni ekvivalent. Ker pa znesek družega diferencijala ni tisti, ko diferencujemo  $Q$  po drugem redu, pa spremenljivki  $v$  in  $p$  ne morete biti neodvisni, ter je treba poznati zakon  $p = \varphi(v)$  kakor smo že omenili pri enačbi 3), ako hočemo integrirati  $dQ$ . Tedaj ni mogoče določiti potrebne toplote  $Q$  samo iz prvega ( $v_1, p_1$ ) in iz zadnjega ( $v_2, p_2$ ) stanu trupla, kakor je mogoče določiti  $U_2 - U_1$ , temveč treba je poznati postavo  $p = \varphi(v)$  po kateri se spreminja pri razstezavanji zunanji tlak, da se more preračunati  $Q$ .

Clausius je bil prvi, ki je našel to glavno postavo, a on ni računal z spremenljivkama  $v$  in  $p$ , ampak z spremenljivkama  $v$  in  $t$ , kjer mu  $t$  pomeni temperaturo, ter on piše gornji enačbi

$$a \cdot \left( \frac{dQ}{dv} \right) = \left( \frac{dU}{dv} \right) + p$$

in pa

$$a \cdot \left( \frac{dQ}{dt} \right) = \left( \frac{dU}{dt} \right);$$

te diferencuje po  $t$  in  $v$ , ter dobi

$$a \cdot \frac{d}{dt} \left( \frac{dQ}{dv} \right) = \frac{d}{dt} \left( \frac{dU}{dv} \right) + \left( \frac{dp}{dt} \right)$$

in pa

$$a \cdot \frac{d}{dv} \left( \frac{dQ}{dt} \right) = \frac{d}{dv} \left( \frac{dU}{dt} \right),$$

tedaj dobi

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{dQ}{dv} \right) - \frac{d}{dv} \left( \frac{dQ}{dt} \right) = \left( \frac{dp}{dt} \right) \frac{1}{a} \dots \text{mesto naše enačbe 4).}$$

### ~~~~~ Druga glavna enačba.

Kakor natanko kaže enačba (4)  $dQ$  ni popoln diferencijal, njegova oblika pa je:

$$dQ = \left( \frac{dQ}{dv} \right) \cdot dv + \left( \frac{dQ}{dp} \right) \cdot dp, \text{ in sicer je } \frac{d}{dp} \left( \frac{dQ}{dv} \right) > \frac{d}{dv} \left( \frac{dQ}{dp} \right);$$

z pomočjo neke nedoločene funkcije  $B$  ravno tistih spre-

menljivk  $v$  in  $p$  pa se vtegne  $dQ$  tako spremeniti da postane popoln diferencijal. Naj bo tedaj  $\frac{dQ}{B}$  popoln diferencijal, to je :

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

tedaj ima tudi iznesek na desni strani biti popoln diferencijal, ter po pravilih diferencijalnih velja enačba

$$\frac{d}{dp} \left( \frac{\frac{dQ}{dv}}{B} \right) = \frac{d}{dv} \left( \frac{\frac{dQ}{dp}}{B} \right).$$

Ako hoče izposojena nedoločena funkcija  $B = F(v, p)$  spolniti svoj namen, mora imeti na sebi lastnost, da velja z njeno pomočjo zadnja enačba; tedaj se določuje neznana funkcija  $B$  iz zadnje enačbe. Iz te enačbe pa izhaja, ako diferencijemo, nova oblika.

$$B \cdot \frac{d}{dp} \left( \frac{dQ}{dv} \right) - \left( \frac{dQ}{dv} \right) \cdot \left( \frac{dB}{dp} \right) = B \cdot \frac{d}{dv} \left( \frac{dQ}{dp} \right) - \left( \frac{dQ}{dp} \right) \cdot \left( \frac{dB}{dv} \right),$$

ali  $B \left[ \frac{d}{dp} \left( \frac{dQ}{dv} \right) - \frac{d}{dv} \left( \frac{dQ}{dp} \right) \right] = \left( \frac{dQ}{dv} \right) \cdot \left( \frac{dB}{dp} \right) - \left( \frac{dQ}{dp} \right) \cdot \left( \frac{dB}{dv} \right)$ ,  
in dosledno (4)

$$(5) \dots \frac{B}{a} = \left( \frac{dQ}{dv} \right) \cdot \left( \frac{dB}{dp} \right) - \left( \frac{dQ}{dp} \right) \cdot \left( \frac{dB}{dv} \right),$$

in to je druga glavna enačba. Množina ali funkcija  $\frac{B}{a} = C$  se imenuje Carnot-ova funkcija. Po neki drugi poti in nekaj tudi v drugi obliki je določil Carnotovo funkcijo najpoprej Clapeyron, pozneje in popolnoma pa Clausius.

Pot, po kateri se določuje neznana funkcija

$$B = (v, p).$$

Premišljevali smo zgoraj, dokazovaje kakov iznesek ima mehanični toplotni ekvivalent, toploto ki jo je treba k ogrevti zraku pri stanovitni prostornini in pri razstezanji. Vso tisto toploto, kar se je porabi več pri razstezanji kot pri stanovitni prostornini, smo vzeli v mislih k opravljanju zunanjega dela, ter smo

dobili ekvivalentu tisti znani iznesek, ki ga daje tudi mnogo drugih poskusev. — Ako natanko presodimo fizične zadeve omenjene izkušnje pa spoznamo temelj, na kateri opiramo določitev neznane Carnotove funkcije.

Omenili smo to že poprej da se toplota, od ktere se truplo ogreva, razdeluje na tri kraje, en del se je porabi k ogretvi na sebi ali k temperaturi, drugi pa se porabi k delu, ki se opravlja pri razstezanju, ko se truplo ogreva; delo pri razstezanju pa je sploh dvojno: notranje delo, ki se opravlja pri razpahovanju molekulov med saboj in pa zunanje delo, ki premaguje zunanje zapreke. — Pri ogretvi zraku pa se nismo pečali za notranje razpahujoče delo, ter nas uči pravi znesek mehaničnega ekvivalenta, ki smo ga našli pri tem računu, da pri zraku ali pri gazih sploh toplota nima opravljati nobenega notranjega dela, — ali vsaj takega ne, da bi v primeri k navadnim pogreškom znaten iznesek imelo. To resnico so potrdili tudi Regnault, W. Thomson in Joule s svojimi izkušnjami.

Tak popolen gaz, ki med razstezanjem pri stanovitni svoji temperaturi ne potrebuje več toplote nego se je porabi k zunanjemu delu, si vzemimo v misli, ter utegnemo preračunati funkcijo  $B$ . — Imeli smo:

$$a \cdot dQ = dU + p \cdot dv$$

ker pa pri našem slučaju ni razpahujočega dela ni tudi tistega dela ne, ki spreminja temperaturo, tedaj ni nobenega notranjega dela, in sprememba je  $dU = 0$ , ali

$$a \cdot dQ = p \cdot dv.$$

Zgoraj je bilo:

$$a \cdot \left( \frac{dQ}{dv} \right) = \left( \frac{dU}{dv} \right) + p,$$

in pa

$$a \cdot \left( \frac{dQ}{dp} \right) = \left( \frac{dU}{dp} \right),$$

tedaj je v tem slučaju:

$$a \left( \frac{dQ}{dv} \right) = p \text{ in pa } a \left( \frac{dQ}{dp} \right) = 0.$$

Ako postavimo tà zneska mesto parcijalnih diferencijalov v 5) enačbo, je pa

$$\frac{B}{a} = \frac{p}{a} \cdot \left( \frac{dB}{dp} \right) \dots \text{tedaj tudi}$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{dB}{B} \dots$$

in sicer si imamo zaradi  $\left(\frac{dB}{dp}\right)$  misliti, da se funkcija  $B$  v našem slučaju spreminja samo po  $p$  ne pa po  $v$ , to je  $v$  si imamo misliti stanoviten.

Dosledno Mariotte-Gay=Lussac-ovega zakona pa velja za popolne gaze zakon

$$pv = R(1 + \alpha t),$$

ali če postavimo

$$\frac{1}{\alpha} = a, \text{ tudi}$$

$$pv = R_1(a + t),$$

kjer je  $R_1$  zopet stanovitna množina, in  $a = 273^\circ \text{ C}$ .

Iz zadnje enačbe izhaja druga

$$p = \frac{R_1}{v} \cdot (a + t).$$

Ako si mislimo  $v$  stanoviten,  $p$  pa spremenljiv in diferencujemo, je

$$dp = \frac{R_1}{v} \cdot dt;$$

tedaj izhaja iz zadnjih dveh enačeb:

$$\frac{dp}{p} = \frac{dt}{a + t},$$

ter se postavi v zgornjo enačbo:

$$\frac{dB}{B} = \frac{dt}{a + t}.$$

Ta oblika pa je logaritmovega diferencijala, ter dá integrovaje

$$\log. B = \log. (a + t) + c \dots$$

ako  $c$  pomeni stanovitno množino; ker pa se vtegne tudi  $c = \log. k$  postaviti, pa velja tudi oblika

$$\log. B = \log. k(a + t), \text{ tedaj je tudi}$$

$$B = k \cdot (a + t).$$

Ako postavimo  $(a + t) = T$ , ki pomeni absolutno temperaturo, in ako se meri množina  $B$  po taki meri, ki daje tokrat  $B = 1$ , ko je  $T = 1$ , pa izgine stanovitna množina  $k$  ki je pri taki meri  $= 1$ , ter ostane oblika

$$B = T,$$

tedaj funkcija  $B$  ni drugega absolutna temperatura.

S pomočjo tega izneska se piše druga glavna enačba 5) tudi

$$6) \dots \frac{T}{a} = \left( \frac{dQ}{dv} \right) \cdot \left( \frac{dT}{dp} \right) - \left( \frac{dQ}{dp} \right) \cdot \left( \frac{dT}{dv} \right).$$

To je tedaj oblika Carnotove funkcije o temperaturi.

Kakor smo zgoraj omenili ima Clausius mesto  $p$  spremenljivko  $t$ , ter mesto  $\frac{1}{a}$  ima  $\frac{1}{a} \cdot \left( \frac{dp}{dt} \right)$ ; ker pa je  $T = a + t$ , je tudi  $dT = dt$ , ter  $\frac{dT}{dt} = 1$ , in ker Clausius dokaže, da se temperaturna

funkcija  $T$  spreminja samo od  $t$  ne pa od  $v$ , pa ima  $\left( \frac{dT}{dv} \right) = 0$ .

Ako postavimo te vrednosti v našo enačbo 6) dobimo novo obliko

$$T \cdot \frac{1}{a} \cdot \left( \frac{dp}{dt} \right) = \left( \frac{dQ}{dv} \right) \cdot \left( \frac{dT}{dt} \right)$$

$$\text{ali} \dots \frac{T}{a} \cdot \left( \frac{dp}{dT} \right) = \left( \frac{dQ}{dv} \right),$$

in to je prva Clausijeva oblika Carnotove funkcije. Clapeyron pa, ki še ne loči stanovitnega mehaničnega ekvivalenta o toploti pa piše  $C$  mesto  $\frac{B}{a}$  ali  $\frac{T}{a}$  ter izrazuje Carnotovo funkcijo po obliki

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

#### O enotnih obračljivih krožnih spremembah.

Oziraje se zopet na 5. podobo si mislimo, da se truplo iz svojega prvega stanu  $(v_1, p_1)$  razsteza po znanem zakonu  $p = \varphi(v)$  tako da tlak nariša kurvo *alk*. Ako je pri razstezanju tlak trupla zaporedoma enak zunanjemu tlaku, se opravi zunanje delo  $L$ , ke se meri po plani *alkv<sub>2</sub>v<sub>1</sub>*. K temu delu pa je treba gotove toplote  $Q$  po postavi

$$a \cdot Q = U_2 - U_1 + \int p dv;$$

ker je nam znana tlakova pot *alk* ali  $p = \varphi(v)$ , se da enačba in-

tegrovati, ter velja pri razšezanji, kadar se toplota  $Q$  porabi, delo  $L$  pa pridobi enačba

$$+ a \cdot Q = U_2 - U_1 + L.$$

Ker je znan zakon, po katerem se spreminja tlak, vtegnemo po tisti tlakovi poti *kla* iz drugega konca ( $v_2, p_2$ ) nazaj gredé pripravi truplo do svojega prvega stanu ( $v_1, p_1$ ). Ker je zakon ostal isti in ker se spremembe godé med prvimi mejami, samo po obrnjenem redu, se obrnejo pri integrovanji samo meje in ž njimi pozitivna in negativna znamenja, množine na sebi pa ostanejo kakor poprej; ter velja enačba

$$- a \cdot Q = - (U_2 - U_1) - L.$$

Šošteva je zadnjo in predzadnjo enačbo dobimo ničlo, kar kaže da na konci ne ostane nobene spremembe. Kjer koli se vtegnejo iz zadnjega konca spremembe nazaj do prvega stanu tako izpeljati, da se ponavljajo tiste množine prve poti z nasprotnimi znamenji, tam imamo obračljive spremembe pred saboj.

V našem izgledu je ostal zakon zunanjšega in notranjšega tlaka  $p = \varphi(v)$  na celi poti isti, ter imamo pred saboj izgled naj enotnejšega obračljivega spreminjevanja. Vtegne pa se med potjo sem tertijsko spremeniti tu ali tam zakon tlaka, n. pr.  $p_1 = \varphi_1(v)$ , ter imamo, kakor v sledeči podobi 6. (v. litogr. tabl.) pred saboj enotne okrožne spremembe, in sicer obračljive takrat ko poznamo vsakotere zakone  $p = \varphi(v)$ , po katerih se vtegne spreminjati toplotni stan trupla.

V podobi 6. so narisane toplotne spremembe po dvojnih tlakovih kurvah.

1. Skozi  $a$  kjer stoji tlak v začetnem stanu ( $v_1, p_1$ ) našega trupla si narisajmo dve kurvi: adiabatično kurvo  $ad$  in isotermično kurvo  $ab$ . Toplotni stan naj se tako spreminja, da ostane med tem stanovitna absolutna temperatura  $T$  dokler se truplo razsteza po isotermični kurvi  $ab$  do drugega stanu ( $v_2, p_2$ ). Pri razšezanji naj premaguje truplov tlak od stopinje do stopinje enaki zunanji tlak, in sicer po znanem zakonu  $p = \varphi(v)$ , ker je znana tlakova krivka. Ako pa hočemo obraniti temperaturo stanovitno med tem ko toplota našega trupla premaguje zunanji tlak in delá, je treba dajati mu od stopinje do stopinje pravo mero toplote; to se doseže ako postavimo naše truplo v dotiko z drugim truplom, katero ima temperaturo  $T$  in dosti toplote, tako

da se ne spreminja njegova temperatura  $T$ , ko oddaja našemu spreminjajočemu trupu tolike toplote s temperaturo  $T$  kolikor mu je je treba.

Ker je znan zakon  $p = \varphi(v)$ , se dobi k temu zakonu ali k ohranitvi stanovitne temperature  $T$  potrebna toplota  $Q$  iz enačbe

$$a \cdot dQ = dU + dL,$$

in sicer

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

ako imenujemo, toploto  $Q$  pozitivno, kadar se našemu trupu podeli, in zunanje delo, ki se pri razstezanju opravi tudi pozitivno delo  $L$ . — Tedaj bo pa treba imenovati toploto negativno, kadar bi se jemala iz našega trupa, in delo, ki bi ga morali porabiti k stiskanju, bi morali imenovati negativno delo. — Razum tega pomeni  $U_1$  notranje delo v začetnem stanju ( $v_1, p_1$ ),  $U_2$  pri družem stanju ( $v_2, p_2$ ), in enako v poslednjem premissljevanji naj pomeni  $U_3$  notranje delo na tretjem stanju ( $v_3, p_3$ ), in  $U_4$  na četrtem stanju ( $v_4, p_4$ ). — Množina zunanjega dela se

meri po plani  $L = \int_{v_1}^{v_2} p dv = abv_2v_1$ .

2. V družem stanju trupa ( $v_2, p_2$ ) potegnimo skozi kraj  $b$  drugo adiabatno kurvo  $bc$ , ter naj se truplo razsteza brez da bi se mu dajalo kaj toplote, bo  $Q = 0$  in tlak gre po adiabatni kurvi  $bc$  do tretjega stanju ( $v_3, p_3$ ). Iz enačbe  $a \cdot dQ = dU + dL$  izhaja zdaj

$$0 = U_3 - U_2 + L^1,$$

ker je  $Q = 0$  in notranje delo spremeni se od  $U_2$  do  $U_3$ , in pa opravi se drugo zunanje delo  $L^1$ . Množina tega zunanjega dela je

$$L^1 = \int_{v_2}^{v_3} p dv = bcv_3v_2.$$

Ker se pa opravlja zunanje delo z notranjim mora temperatura  $T$  znižati se do manjše temperature  $T^1$ .

3. Iz tretje stopinje  $c$  ( $v_3, p_3$ ) narisajmo drugo isotermično kurvo  $cd$ , ki presekuje na nekem mestu  $d$  prvo adiabatno kurvo, tako da se po kurvah sklene pot od začetka do konca. Ako se od kraja  $c$  hoče stiskati truplo pri stanovitni svoji temperaturi  $T_1$  do četrte stopinje  $d$ , ga je treba postaviti v dotiko z drugim truplom, ktero ima stanovitno temperaturo  $T_1$  in ktero mu zaporedoma vzame vso toplotu  $Q_1$  ki se razvija pri stiskovanju. —

Nasproti delu ki ga toplota opravlja je delo  $L_2$ , ktero se porabi pri stiskanji, negativno, in toplota  $Q_1$  ki se mora truplu odvzeti je negativna nasproti tisti, ki smo jo mu zgoraj podelili, ter daje integracija enačbe  $a \cdot dQ = dU - dL$  zdaj

$$- a \cdot Q_1 = U_4 - U_3 - L_2,$$

ker se je notranje delo zopet spremenilo od  $U_3$  do  $U_4$ . Množina zunanjega dela se zopet vtegne meriti z planjo, ker je

$$L_2 = \int_{v_3}^{v_4} p dv = c dv_4 v_3.$$

4. Ako se iz kraja  $d$  sem truplo stiska in se mu nikake toplote ne daje ali jemlje, gre po adiabatični poti  $da$  nazaj v svoj prvi toplotni stan  $(v_1, p_1)$ . V tem naklonu je zopet  $Q = 0$  in delo, ki se porabi je  $-L_3$ , tedaj iz

$$a \cdot dQ = dU + dL \text{ izhaja } \dots 0 = U_1 - U_4 - L_3,$$

ker se je notranje delo zopet spremenilo od  $U_4$  do  $U_1$ . — Množina zunanjega dela  $L_3$  se meri zopet po podobi, ker je

$$L_3 = \int_{v_4}^{v_1} p dv = d a v_1 v_4.$$

Clausiu imenuje vsaktere toplotne spremembe, krožne spremembe, ako se pripravi na konci sprememb truplo, enako kakor v predstojećem izgledu, zopet v svoj prvi toplotni stan. Kadar pa je pri krožnih spremembah zunanji tlak vsak trenutek enak truplovemu tlaku, jih pa imenuje Clausius obračljive krožne spremembe, ker vtegnemo po znanih zakonih tistih pot, ki obdajajo plan  $abcd$  spreminjati toplotni stan trupla tako, da gre od zadnjega konca po ravno tistih potih in zakonih nazaj do svojega prvega stanu.

Med obračljivo svojo toplotno spremembo, ki se je godila z našim truplom, je vzelo spremenljivo truplo toploto  $Q$  iz toplejšega trupla, ki ima temperaturo  $T_1$ , ter je oddalo na poti nazaj v svoj prvi stan toploto  $Q_1$  do družega hladnejega trupla, katerega temperatura je  $T_1$ . Naše truplo, ki je zdaj zopet popolnoma v svojim prvem stanu kakor da bi se ne bilo žnjim zgodilo nič, je tedaj pomagalo prevaževati toploto iz toplejšega do hladnejega trupla. Naše truplo je pri tem delu pomagal.

Zdaj je treba odgovoriti na vprašanje, v čem obstaja pravi popravek dosledno toplote in dela, ki izhaja iz omenjenega prevaževanja toplote, ko se pomagajoče truplo povrne popolnoma v svoj prvi stan. Na to vprašanje se odgovarja soštevanje spremembe dela in toplote po vseh štirih potih krog in krog narisane plani  $abcd$ ; te so

1. ....  $a \cdot Q = U_2 - U_1 + L$ , ... kjer pa je  $L = abv_2v_1$
2. ....  $0 = U_3 - U_2 + L_1$ , ... " " "  $L_1 = bcv_3v_2$
3. ....  $-a \cdot Q_1 = U_4 - U_3 + L_2$ , ... " " "  $L_2 = edv_4v_3$
4. ....  $0 = U_1 - U_4 + L_3$ , ... " " "  $L_3 = dav_4v_1$

skupej  $a(Q - Q_1) = L + L_1 - (L_2 + L_3)$ .

Ker pa je

$$L + L_1 = abv_2v_1 + bcv_3v_2 = abcv_3v_1$$

kakor se po podobi spozna, in

$$L_2 + L_3 = cdv_4v_3 + dav_4v_1 = adcv_3v_1,$$

je pa ostanek

$$L + L_1 - (L_2 + L_3) = abcv_3v_1 - adcv_3v_1 = +abcd;$$

tedaj je popravek

$$a \cdot (Q - Q_1) = +abcd.$$

Ker plani v podobi 6. naznanjajo zneske dela in ker pozitivni iznesek kaže dobiček, kakor negativni kaže izgubo, pa pravi zadnja enačba, prvič, da je  $Q > Q_1$  in da se je več toplote vzelo iz toplejega trupla nego se je oddalo hladnejemu truplu; in drugič, da se je pridobilo ravno toliko dela kolikor se ga po zakonu ekvivalencije vtegne narediti iz tistega toplotnega ostanka, ki ni stopil v hladneje truplo. Iz tega se spozna zakon:

„Ako pomagajoče truplo, ki prevažuje toploto iz toplejega do hladnejega trupla, ostane na konci brez vsakere spremembe, se pridobi zmerom nekaj dela, in zmerom se pri tem prevaževanju pogubi ravno toliko toplote, kolikor je je dosledno ekvivalencije temu delu treba.“

To je popravljen Carnotov zakon, kakor ga je popravil Clausius. Carnot je namreč nekaj prav sodil, da se pri omejenjem privaževanja pridobi delo, nekaj pa napačno, ker je mislil, da množina (quantitas) toplote ne trpi nobene spremembe. Pri tem pa si je Carnot domišljeval, da ko prestopa toplota iz toplejega trupla v hladnej, da se dela delo kakor tam kjer pada

voda iz visokega žleba navzdol, ter imenuje tudi ta toplotni prestop: „une chute du calorique“.

Ker pa so predstojee okrožne toplotne spremembe preobračljive, ker je tlak trupla vedno enak zunanjemu in zakon tlaka znan, pa vtegnemo pota sprememb popolnoma obrniti, ter vtegnemo spreminjati pomagajoče truplo zaporedoma po potih  $ad$ ,  $dc$ ,  $cb$  in  $ba$  do prvega stanu.

Na tej obrnjeni poti ohranijo, kakor smo zgorej dokazali vse množine svoje prejšnje izneske samo njihovo znamenje se preobrne, ker iz pozitivnih množin postanejo negativne. Tedaj vzame na tej poti pomagajoče truplo v se toploto  $+Q_1$  in odda zopet toploto  $-Q$ , ter dobi zadnja enačba obliko (gledé na:  $Q > Q_1$ )

$$a \cdot (-Q + Q_1) = -abcd,$$

tedaj se je pri obračljivih toplotnih spremembah pogubilo delo  $abcd$ , ko se je vzela toplota  $Q_1$  iz hladnejega trupla in prepeljala se toplota  $Q$  v topleje truplo. Ker je pa  $Q > Q_1$  se je tukaj pridelala toplota  $(Q - Q_1)$ , in sicer je po zadnji enačbi zopet  $a \cdot (Q - Q_1) = abcd$ , to je: pridobljena ali v novič napravljena toplota znaša ravna toliko kolikor znaša delo, pri tem prevaževanju pogubljeno. Iz tega se spoznava zakon:

„Ako se s pomagajočim truplom prevažuje toplota iz hladnejšega trupla v topleje truplo, se pogubi z merom nekaj dela in zmerom, kadar ostane pomagajoče truplo na konci brez svoje spremembe, se pridobi toliko toplote, kolikor se je dosledno ekvivalencije more napraviti iz pogubljenega dela.“

Prvi zakon pravi, da toplota opravlja nekaj dela prestopovaje iz toplejega trupla v hladnejega; drugi pa, da toplota sama ne more prestopiti iz hladnejega trupla v topleje truplo, ampak da se mora prisiliti k temu prestopu z nekim delom, ki se premagaje spominja v toploto.

O sestavljenih obračljivih okrožnih spremembah.

Toplotne spremembe kakor smo jih ogledovali po podobi 6., ki se vrsté samo po dveh parah tlakovih kurv se imenujejo enotne krožne spremembe; pri vsakem drugem slučaju, kjer se spremembe godé po več kot po dveh parah pa imamo sestavljene spremembe, kakor v podobi 7. (v. litogr. tabl.).

Podoba kaže krožne spremembe, ki se godé po treh adiabatčnih kurvah:  $af$ ,  $cb$  in  $de$ , in pa po treh isotermičnih kurvah:  $ab$ ,  $cd$  in  $ef$ .

Ko se godé toplotne krožne spremembe po tej sestavljeni poti, prihajajo pri posameznih kurvah edine prikazni kakor smo jih ogledovali zgoraj pri enotnih spremembah v podobi 6. — Naj gre (pod. 7) iz začetnega stanu ( $v_1$ ,  $p_1$ ) iz kraja  $a$  tisk zaporedoma poleg  $ab$ ,  $bc$ ,  $cd$ ,  $de$  in nazaj poleg  $ef$  in  $fa$  in sicer naj doseže naše pomagajoče truplo na konci zopet svoj prvi stan tako da mu ne ostane nobene spremembe. Po adiabatčnih potih je povsodi toplota  $Q = 0$ ; pri raztezavanji po isotermičnih potih poleg  $ab$  in  $cd$  pa je treba dovaževati mu toplote:  $Q^1$  in  $Q^{11}$  in sicer pri tisti temperaturi  $T_2$  in  $T_1$ , ke jo ima pomagajoče naše truplo; — pri stiskanji po isotermični poti  $ef$  pa se mu mora odvaževati toplota  $Q_1$  da ohrani stanovitno svojo temperaturo  $T_3$ . — Gledé temperaturnih zneskov je  $T_1 > T_2 > T_3$ , in sicer iz edinega vzroka kakor je zgoraj bilo  $T > T_1$ .

Med zgornjimi enotnimi spremembami in med tukajšnjimi sestavljenimi tedaj ni družega resničnega razločka, kot da se mesto zgornje toplote  $Q$  pri temperaturi  $T$  tukaj privažujete dve množini toplote:  $Q^1$  pri temperaturi  $T_1$  in  $Q^{11}$  pri temperaturi  $T_2$  in da je plan med potnimi mejami druga:  $abcdef$ . Ker pa v gornji enačbi

$$a \cdot (Q - Q_1) = + abcd \quad \text{ni najti } T \text{ in } T_1,$$

ter tudi takaj ne, tedaj se tukaj najde opravek iz gornjega ako se mesto  $+ Q$  postavi  $+ Q^1 + Q^{11}$ , mesto  $+ abcd$  pa  $+ abcdef$ ; ter je tukaj

$$a \cdot (Q^1 + Q^{11} - Q_1) = + abcdef.$$

Od tukajšnjega dela  $abcdef$  velja vse kar je zgoraj rečeno o delu  $abcd$ .

Po onaki poti se najde opravek pri drugih še bolj sestavljenih krožnih obračljivih spremembah, kakor n. pr. kaže podoba 8. (v. litogr. tabl.) kjer se godé spremembe po različnih tlakovih kurvah. Ker so razne spremembe od prvega konca  $a$  ( $v_1$ ,  $p_1$ ) krog in krog narisane po tistih zakonih kakor v prejšnjih podobah 6. in 7. je tudi opravek pri tistem redu edine nature. Ko se tedaj pomagajoče truplo od  $a$  proti  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$ ,  $g$ ,  $h$  in do  $i$  razsteza prejema

po isortemičnih kurvah  $T_3, T_2, T_1$  zaporedoma toplotne množine  $Q^1, Q^{11}, Q^{111}, Q^{1111}$ ; ko se pa od  $i$  sem zopet stiska proti  $k, l, m, n, o$  do  $a$ , mora oddajati po isotermičnih potih  $T_4, T_5$  in  $T_3$  druge toplotne množine:  $Q_1^1, Q_1^{11}, Q_1^{111}$ , da dobi ko pride do  $a$  popolnoma svoj prvi stan.

Mnogooglasta plan  $abcdefghiklmnoa$  kaže množino dela, ki se je storilo iz toplote

$$(Q^1 + Q^{11} + Q^{111} + Q^{1111}) - (Q_1^1 + Q_1^{11} + Q_1^{111})$$

pri prevažanju iz toplejših trupel v hladnejša trupla, ter velja po tistem vzroku kakor poprej enačba

$$a \cdot [Q^1 + Q^{11} + Q^{111} + Q^{1111} - (Q_1^1 + Q_1^{11} + Q_1^{111})] = + abcdefghiklmnoa.$$

Ko bi se obrnila vrsta sprememb od  $a$  proti  $o, n, m, l, k, i, h, g, f, e, d, c, b$  do  $a$ , bi se delo, ki se je po prvi poti pridobilo iz toplotnega ostanka, zopet porabilo se in storila bi se iz njega množina toplote enaka prejšnjemu ostanku.

Zadnja enačba dobi bolj pripravno obliko, ako postavimo toploto

$$Q^1 + Q^{11} + Q^{111} + Q^{1111} - (Q_1^1 + Q_1^{11} + Q_1^{111}) = \Sigma(Q),$$

in delo

$$+ abcdefghiklmnoa = + L;$$

ter ima enačba obliko

$$a \cdot \Sigma(Q) = L.$$

Čim bolj sestavljene so krožne spremembe, tim hitreje se vrsti kot za kotom po mejah poligonaste plani  $L$  in bolj se bliža poligon kaki kurvi ki se vleče po mejah te plani od začetka do konca (v. pod. 9. na litogr. tabl.). Vsako tako kurvo pa si vtegnemo narisati po adiabatinih in isotermičnih potih, ako jih narišemo neskončno mnogo in jako blizo eno pri drugi; ter velja zadnja enačba tudi v tem naj splošnejšem slučaju. Ker pa v sebi zvezana kurva po mejah plani  $L$  zadeva samo na jako kratke končke te ali une isotermične kurve, kakor n. pr. pri  $cd$  ali pri  $ml$ , pa dobi truplo na tej jako kratki poti tudi jako malo toplote edine temperature  $T$ ; to jako majhno množino toplote imenujemo toplotni element ali algebrajično: toplotni diferencijal  $dQ$ . Tedaj se dobi v splošnem slučaju opravek iz zadnje enačbe ako

se mesto sume  $Q$  postavi suma  $dQ$  ali integral od vseh  $dQ$ , tedaj velja sploh

$$a \cdot f \, dQ = L.$$

Od tega dela  $L$  veljata oba zakona, ki smo jih spoznali po 6. podobi.

Nasledki druge glavne enačbe.

Zgorej smo dobilo za-njo obliko 6)

$$\frac{T}{a} = \left( \frac{dQ}{dv} \right) \cdot \left( \frac{dT}{dp} \right) - \left( \frac{dQ}{dp} \right) \cdot \left( \frac{dT}{dv} \right).$$

V prvi obliki te enačbe je stala poprej funkcija  $B$ , ki je enaka  $T$ , in sicer je lastnost te funkcije ta, da je sledeča oblika popoln diferencijal:

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

ali

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

tedaj vtegnemo drugi del enačbe, ki je popoln diferencijal kake funkcije  $F(v, p)$ , tudi pisati  $= dF(v, p)$ , ter imamo

$$\frac{dQ}{T} = dF(v, p),$$

ter dobimo integrovaje

$$\int \frac{dQ}{T} = \int dF(v, p) = F(v, p) + k,$$

ako pomeni  $k$  stanovitno integralovo množino. — Ako pa integrujemo med gotovimi mejami, n. pr. od prvega  $(v_1, p_1)$  do drugega stanu  $(v_2, p_2)$  je pa

$$7) \dots \dots \int_{v_1}^{v_2} \frac{dQ}{T} = F(v_2, p_2) - F(v_1, p_1).$$

Ako pa je druga meja edina s prvo, kakor se godi pri pomagajočem truplu ko pride po obračljivih potih od konca do konca so-stavljenih (pod. 9) krožnih sprememb je pa znesek

$$8) \dots \dots \int_{v_1}^{v_1} \frac{dQ}{T} = F(v_1, p_1) - F(v_1, p_1) = 0.$$

V tej obliki obstaja drugi Claus-ijevi zakon

Pri enotnih krožnih spremembah (kakor v pod. 6) se pa toplota edine ( $T$ ) temperature odvaža in privaja po večih množinah  $Q$  in  $Q_1$  ne po diferencialih  $dQ$ , ter se v pozoru na enotne krožne spremembe mesto integrala  $\int$  mora vzeti suma  $\Sigma$ , in razdeliti se vsaka toplotna množina  $Q$  in  $Q_1$  po svoji temperaturi  $T$  in  $T_1$ , ter velja za krožne spremembe v 6 podobi v pozoru na 8) enačbo:

$$9) \dots \Sigma \left( \frac{Q}{T} \right) = \frac{Q}{T} - \frac{Q_1}{T_1} = 0 \dots;$$

tedaj je tu  $\frac{Q}{T} = \frac{Q_1}{T_1}$  stanovitna množina.

Po ravno tistem vzroku velja pri malo sestavljenih krožnih spremembah kakor v 7 podobi

$$\Sigma \left( \frac{Q}{T} \right) = \frac{Q^1}{T_2} + \frac{Q^{11}}{T_1} - \frac{Q_1}{T_3} = 0,$$

in enako v podobi 8.

$$\Sigma \left( \frac{Q}{T} \right) = \frac{Q}{T_2} + \frac{Q^1}{T_3} + \frac{Q^{11}}{T_2} + \frac{Q^{111}}{T_1} - \left( \frac{Q_1^1}{T_4} + \frac{Q_1^{11}}{T_5} + \frac{Q_1^{111}}{T_3} \right) = 0,$$

ali

$$\Sigma \left( \frac{Q}{T} \right) = \Sigma \left( \frac{Q_1}{T_1} \right).$$

K razjasnjevanju razumka Clausijevega družega zakona izvolimo si enotne krožne spremembe kakor jih kaže 6. podoba. Pri teh spremembah se prevaža toplota  $Q$  iz toplejega trupla, ki ima stanovitno temperaturo  $T$ , v hladneje truplo, ki ima stanovitno temperaturo  $T_1$  in sicer se prepelje mesto  $Q$  samo množina  $Q_1$ ; ako se pa po obrnjeni poti prevaža  $Q_1$  pri  $T_1$  v topleje truplo pri  $T$  pa pride va-nj toplota  $Q$ . Kakor pa uči 9. enačba sta enako velika kvocijenta  $\frac{Q}{T}$  in  $\frac{Q_1}{T_1}$ , ter pravi Clausius: Toplota, ki se prevaža, zmerjena po svoji absolutni temperaturi, ravno toliko iznaša kot toplota, ki se prepelje, zmerjena po svoji absolutni temperaturi.

Tukaj se spreminja (ne delo v toploto) toplota stanovite temperature v toploto druge temperature; spreminjajoča ali pripeljana toplota pa enako iznaša kakor spremenjena ali odpeljana, ako se izmeri ta kot una vsaka po svoji absolutni temperaturi.

Tedaj imenuje Clausius toploto spremenjajočo v toploto in izmjerjena po svoji absolutni temperaturi „ekvivalentni iznesek spremenjajoče toplote.“

Oblika za množino dela, ki se ga pridela (pod. 6.) pri enotnih krožnih spremembah, je bila

$$a \cdot (Q - Q_1) = + abcd = + L;$$

ker pa je

$$\frac{Q}{T} = \frac{Q_1}{T_1}$$

je tudi

$$Q_1 = \frac{Q}{T} \cdot T_1,$$

tedaj tudi

$$L = a \cdot \frac{Q}{T} (T - T_1)$$

ali pa

$$L = a \cdot \frac{Q_1}{T_1} (T - T_1) \dots (10)$$

V tej posebni obliki sta našla prvič W. Thomson in Rankine drugi Clausijev zakon, in sicer s pomočjo popravljenega Carnotovega zakona v zvezi s zakonom ekvivalencije med delom in med toploto.

#### O nedokončanih okrožnih spremembah.

Kadar se pa krožne obračljive spremembe ne sklenejo popolnoma ali kadar truplo pomagajoče ne pride do prvega konca, iznesek integralov v 8. enačbi ni enak ničli. V tem slučaju pové nam 7. ali 9. enačba vrednost ali iznesek vseh pripeljanih in odpeljanih množin  $\frac{dQ}{T}$  ali  $\frac{Q}{T}$ .

Oziraje se na one krožne spremembe, v katerih prestopa toplota sama od sebe brez pomoči zunanjega dela iz toplejega trupla v hladneje truplo, uči nas 9. enačba v pozoru na 6. podobo, da pri nepopolnoma krožnih spremembah, ko n. pr. gredó od  $a$  skozi  $b$  in  $c$  samo do  $h$ , je  $\frac{Q}{T} > \frac{Q_1}{T_1}$ , ter je iznesek  $\Sigma \left( \frac{Q}{T} \right) = + Z$ . Iz ravno tega vzroka je v splošnem slučaju po 9. podobi ekvivalentni iznesek pripeljanih toplotnih elementov večji nego ekvivalentni znesek odpeljanih, kadar gredó spremembe od  $a$  skozi  $cd$  samo do  $k$ , ter velja pri ne sklenjenih krožnih obratnih spremembah znesek

$$\int_n^{v_2} \frac{dQ}{T} = F(v_2, p_2) - F(v_1, p_1) = + Z.$$

Po 8. podobi prihaja spreminjajoče truplo po sestavljenih potih iz začetnega kraja  $a$  do kraja  $r$  v adiabatični kurvi  $hi$ ; vtegnilo bi pa priti tje do  $r$  po isotermini kurvi  $T_2$ , ko bi se mu pripeljala na tej poti neka množina toplote, ki jo hočemo imenovati  $\Sigma(Q')$ . Njen ekvivalentni iznesek bi veljal  $\frac{\Sigma(Q')}{T_2}$ ; tedaj bi dosledno 9. enačbe veljala enačba pri sklenjeni poti

$$\frac{\Sigma(Q')}{T_2} - \left( \frac{Q_1^I}{T_4} + \frac{Q_1^{II}}{T_5} + \frac{Q_1^{III}}{T_4} \right) = 0,$$

zgorej pa smo dobili

$$\frac{Q}{T_2} + \frac{Q^I}{T_3} + \frac{Q^{II}}{T_2} + \frac{Q^{III}}{T_1} - \left( \frac{Q_1^I}{T_4} + \frac{Q_1^{II}}{T_5} + \frac{Q_1^{III}}{T_3} \right) = 0,$$

tedaj mora biti

$$\frac{\Sigma(Q')}{T_2} = \frac{Q}{T_2} + \frac{Q^I}{T_3} + \frac{Q^{II}}{T_2} + \frac{Q^{III}}{T_1},$$

tedaj ostane ekvivalentni iznesek toplote edini ko pride spreminjajoče truplo od prve ( $ao$ ) do druge adiabatične ( $hi$ ) krive naj hodi iz prvega kraja  $a$  do drugega  $h$  ali  $r$  po ti ali po oni

poti. — Tedaj ohrani tudi integral  $\int_{v_1}^{v_2} \frac{dQ}{T} = + Z$  svojo vrednost pri vsakem prestopu med edinima adiabatičnima kurvama.

### O neobračljivih krožnih spremembah.

Pri neobratnih krožnih spremembah pa vrednost Clausijevega integrala vzetega od početka do konca ni enaka ničli kakor pri obratnih.

Vzemimo primer. Med Joulevimi poskusi nahajamo presipanje zraku iz polne posode v prazno. Mislimo si dva kubična metra, njeni prostornini naj loči premakljiva stena kakor kak zapah; prostornina prvega kubičnega metra naj je polna zraku, druga pa naj bo popolnoma prazna. Od prve strani trpi zapahnjena stena tlak zaprtega zraka, od druge strani pa ne trpi nobenega tlaka. Ko odrinemo zapahnjeno steno, se odpre pred tiščečim zrakom prazni prostor, zrak se presiplje raztezovaje se s svojim notranjim tiskom po praznem prostoru, ter ne premaguje nasprotnega zunanjega tlaka, kateri bi imel biti

enak lastnemu tlaku, ko bi spremembe hotele biti obračljive. — Ko se pa zrak razprostira mirno po obeh kvadratičnih metrih, ne gre nazaj po prvi poti, ampak treba je pri stiskanju delati z zunanjim tiskem, ki mora od stopinje do stopinje imeti dobro toliko moči kot jo ima notranji tisk.

Take krožne spremembe, pri katerih tlak trupla pri razstezavanju ni enak (ampak večji) zunanjemu tlaku se ne dadó obračati po prvi poti ali po prvi postavi tiska, ter se imenujejo neobratne.

Ker je pri neobratnih krožnih spremembah med razstezavanjem zunanji nasprotni tlak manjši nego lastni tlak trupla, se pa pri razstezavanju ne opravi toliko dela kot pri obratnih, ter se tudi ne porabi toliko toplote, tedaj se ima med razstezavanjem dovajevati truplu manj toplote, pri stiskovanju pa se mora opraviti tisto delo kakor pri obratnih spremembah, ter se mora odvajevati toliko toplote kakor pri obratnih, ako hoče priti truplo v svoj prvi stan. Ker se pri tisti poti in pri enaki temperaturi  $T$  privažuje neobratnim spremembam med razstezavanjem manj toplote, je tudi ekvivalentni iznesek pripeljane toplote, n. pr.  $\Sigma \left( \frac{Q}{T} \right)$ , manjši nego ekvivalentni iznesek odpeljane, ali kot  $-\Sigma \left( \frac{Q_1}{T_1} \right)$ , ter je vsesкупaj

$$\Sigma \left( \frac{Q}{T} \right) - \Sigma \left( \frac{Q_1}{T_1} \right) = -p.$$

Iz ravno tega vzroka ima tudi v splošnem slučaju Clausijev integral negativen znesek pri vseh neobratnih krožnih spremembah izpeljan do prvega početka, ter je tukaj

$$\int_{v_1}^{v_2} \frac{dQ}{T} = -P.$$

Gledé negativnega in pozitivnega znamenja je treba opomniti, da smo toploto, katero pomagajoče truplo va-se jemlje  $+Q$ , tedaj bi se te znamenja spremenile ko bi imenovali to toploto  $-Q$ .

Primerjevanje med zadnjimi toplotnimi enačbami in med znanimi mehaničnimi pravili.

V svoji mehanični teoriji o toploti, ki jo je prof. Zeuner leta 1865 na svetlo dal, nas je on opomnil na mehanične prikazni,

katere se po njegovih mislih prilegajo razumku zgoraj nevedenih enačeb, ker se njihove algebrastične oblike vjemajo z toplotnimi enačbami. V kratkem so njegovi mehanični pripomočki k razumku ti-le.

Podoba 10. nam naznanja tri horizontalne plani  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ; plan  $A$  so tlà, plani  $B$  in  $C$  stojite nad tli, prva ima visokost  $h$ , druga pa  $h_1$ . Na drugi plani  $B$  leži neko truplo, njegova teža naj bo  $G$ . Ko sprožimo težo  $G$  da pada na tla, vtegne padaje opraviti delo  $W = G \cdot h$ , ter smemo reči, da teža  $G$  pri visokosti  $h$  nad tlami nam ponuja delo

$$W = G \cdot h.$$

Ko pa hočemo težo  $G$  od plani  $B$  do višje plani  $C$  vzdigniti, moramo opraviti delo  $L = G(h_1 - h)$ ; na plani  $C$  pa nam tista teža ponuja večje delo  $W_1$ , in sicer

$$W_1 = G \cdot h_1.$$

Delo, ki smo ga opravili pri vzdigovanji od plani  $B$  do plani  $C$ , je izgubljeno. Ko pa imamo težo na gornji plani  $C$ , vtegnemo zopet pridobiti pri vzdiganji zgubljeno delo, ako namreč sprožimo truplo, da pade od  $C$  nazaj na plan  $B$ , pa stori zopet delo  $L_1$ ,

$$L_1 = G \cdot (h_1 - h).$$

Zgornji enačbi za  $W$  in  $W_1$  pa daste za težo  $G$  dva izneska  $G = \frac{W}{h} = \frac{W_1}{h_1}$ . Ako ta izneska postavimo v enačbo  $L_1$  dobi ona obliko

$$L_1 = \frac{W}{h} \cdot (h_1 - h) = \frac{W_1}{h_1} \cdot (h_1 - h);$$

ako primerjamo ti obliki pri padu pridobljenega dela spoznamo hitro, da se vjemata z oblikama 10), ki naznanjate delo, ki se je pridobilo pri enotnih krožnih spremembah po 6. podobi, ako vzamemo v mislih višine  $h$  in  $h_1$  za temperature in  $\frac{W}{h}$  za  $\frac{aQ}{T}$ . -- Ker pa  $\frac{W}{h}$  pomeni težo  $= G$ , je Zeuner posnel to ime za obliko  $\frac{aQ}{T}$ , ter jo imenuje „toplotno težo“.

Ako vzamemo dva trupla, katerih teža je  $G$  in  $G'$ , na visokosti  $h$  in  $h'$ , in ako jih oddamo pri drugih visokostih  $h_1$  in  $h_1'$ , veljate enačbi

$$G + G' = \frac{W}{h} + \frac{W'}{h'} \text{ in } G + G' = \frac{W_1}{h_1} + \frac{W_1'}{h_1'}.$$

Ker smo pa množine prve enačbe prejeli, množine te druge enačbe pa oddali, pa nam ostane

$$\begin{aligned} G + G' &= \frac{W}{h} + \frac{W'}{h'} \\ - (G + G' &= - \left( \frac{W'}{h'} + \frac{W_1'}{h_1'} \right), \text{ tedaj} \\ \hline 0 &= \Sigma \left( \frac{W}{h} \right) - \Sigma \left( \frac{W_1}{h_1} \right), \end{aligned}$$

in to je natanko tista oblika, ki smo je dobili pri sestavljenih obratnih krožnih spremembah po 8. — Zeuner tedaj pravi: „suma prejetih toplotnih tež je enaka sumi oddanih toplotnih tež.“

#### Transformacija (preoblika) glavnih toplotnih enačeb.

Diferencialna enačba, iz ktere izvira integral 3) enačbe, je bila

$$\begin{aligned} a \cdot dQ &= dU + dL \\ \text{ali} &= dL + p \cdot dv. \end{aligned}$$

Prva glavna enačba pa je

$$\text{I.} \dots\dots\dots \frac{d}{dp} \left( \frac{dQ}{dv} \right) - \frac{d}{dv} \left( \frac{dQ}{dp} \right) = \frac{1}{a},$$

in druga glavna enačba je

$$\text{II.} \dots\dots\dots \left( \frac{dQ}{dv} \right) \left( \frac{dT}{dp} \right) - \left( \frac{dQ}{dp} \right) \left( \frac{dT}{dv} \right) = \frac{T}{a} = C.$$

Iz druge glavne enačbe dobimo sledeča zneska

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

in

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

Ako postavimo ta zneska zaporedoma v sledečo enačbo

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

prvič znesek za

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

dobimo:

$$\text{III.} \dots\dots\dots dQ = \frac{C \cdot dv + \left(\frac{dQ}{dp}\right) \cdot dT}{\left(\frac{dT}{dp}\right)},$$

ker je

$$\left(\frac{dT}{dv}\right) \cdot dv + \left(\frac{dT}{dp}\right) dp = dT;$$

in drugič znesek za

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

pa je

$$\text{IV.} \dots\dots\dots dQ = \frac{\left(\frac{dQ}{dv}\right) \cdot dT - C \cdot dp}{\left(\frac{dT}{dv}\right)}.$$

V tej obliki se prilegajo enačbe k praktični rabi; posebno pri gazih kjer je funkcija  $p = f(v, t)$  znana, in sicer kakor smo zgoraj pokazali:  $pv = R(a + t)$ , ter k določitvi množine  $Q$  in treba drugega nego  $\left(\frac{dQ}{dv}\right)$  in  $\left(\frac{dQ}{dp}\right)$  izrazovati v obliki funkcije od  $v$  in  $p$ .