Doc. Fr. Gulbis

Eksperimentalā FIZIKA

I. sējums.

LATVIJAS
UNIVERSITATES STUD.
PAD. GRĀMATNICAS
IZDEVUMS

Eksperimentalā
F i z i k a

Fr. Gulbis
Latvijas Universitates fizikas docents.

Pirmais sējums.

Mechanika. Molekularfizika. Siltums. Akustika.

Ar 265 zīmejumeem tekstā.

Rigā, 1922. gadā.

Krājumā Universitates Studentu Padomes Grāmatnicā,
Torņa eelā № 4. (ee-eja no Jēkaba eelas).

Akc. Sab. Valters un Rapa grāmatu speestuve, Rigā.

Preekšvārds.

Šīs grāmatas pamatā liktas manas līdz šim Latvijas Universitatē lasitās lekcijas, kapēc ta pirmā kārtā domata studejošeem kā palīgs lekcijās. Bet ari jau darbā esošee, sevišķi skolotaji un techniķi viņā atradīs atbildi uz dažu labu nenoskaidrotu jautajumu, gūs veenu — otru jaunu eerosinajumu.

Trīsgadu laiks ir pārak īss, lai viņā raditu visos sīkumos izstrādatu īpatneju kursu tik plašā disciplinā, kāda ir modernā fizika, un vēl tik neparastos apstākļos, kādos viņš eesākts. Tapēc dažreiz bija jaleeto parastee, ne katrreiz apmeerinošee izskaidrojumi, no ka, saprotams, ceeta grāmatas stila veeniba. Ari materiala sadalijums pa atsevišķām nodaļam aiz ša eemesla neiznāca tik proporcionals, kā tas, varbūt, bija vēlams. Sevišķi konspektiva ir akustika, tad metodu un aparatu apraksts. Šos trūkumus ceru novērst grāmatas nākošā izdevumā.

No viņas īpatnibam gribu atzīmet veenu: esmu atmetis parastās bailes no molekulari-kinetiskās teorijas leetošanas fizikas kursos. Kā veelas atomistiskai strukturai pirmā sējumā, tā elektribas strukturai otrā ir eerādita ceeniga veeta. Tas pēc būtibas un ari pedagoģiskā ziņā ir veens no pareizakeem ceļeem.

Terminoloģijā pēc jauninajumeem sevišķi necentos. Kur veen tas nerunaja preti valodas skaistumam un garam, leetoju internacionalos nosaukumus. Universitates kursā tas nelaimi nenes. Kategoriski esmu izmetis bez apdoma peeņemto un, par nožēlošanu, deezgan daudz leetoto terminu „nolīdzinajums". Viņa veetā visur likts veenigi pareizais „veenadojums", resp. „veenadiba".

Valodas un stila ziņā grāmata, varbūt, vareja būt gludaka. Bet pirmā kārtā es centos pēc satura un saprotamibas, turot prātā leelā fiziķa L. Boltzmann'a vārdus, ka pirmā sākumā eleganci var atstāt drēbneekeem un kurpneekeem. Ar dažeem norādijumeem valodas ziņā man bija izpalīdzigi mans draugs doc. E. Blese un rakstneeks Apsesdēls, par ko teem paldees.

Kā minets, grāmata iznāks divos sējumos. Šinī pirmā sējumā eetilpst Mechanika, Molekularfizika, Siltums un Akustika. Otrais saturēs Elektribu ar Magnetismu un Optiku. Pēdejo gan biju nodomajis eeveetot pirmā sējumā, bet dažu apstākļu dēļ tas neizdevās.

Izdevejeem, Universitates Studentu Padomei, pateicos par grāmatas lētumu un man doto plašo rīcibas brīvibu pee viņas eespeešanas.

Rigā, septembrī, 1922. **Fr. Gulbis.**

Saturs.

Eevads.

Pirmā nodaļa.

Mechanikas pamatjēdzeeni.

Kinematika.

Dinamika.

Ceeti ķermeņi.

Šķidri ķermeņi.

Gazejadi ķermeņi.

Trešā nodaļa.

Siltums.

Termometrija.

Kalorimetrija.

Agregatstāvokļa maiņa.

Siltuma izplatišanās.

Termodinamikas pamatjēdzeeni.

Ceturtā nodaļa.

Akustika.

Viļņejadā kustiba.

Skaņas izcelšanās un izplatišanās.

Skanošu ķermeņu vibracijas.

Muzikalā akustika.

Eevads.

§ 1. **Fizikas objekts un metodes.** Fizikas objekts vārda visplašakā nozīmē ir visa nedzīvā daba un viņas notikumi, ko mēs saucam par dabas parādibam. Katra kāda ķermeņa veetas vaj īpašibas maiņa, gaismas, skaņas, siltuma rašanās, izplatišanās un zušana ir zinams notikums. Tapēc parādibu skaits ir bezgala leels; līdz ar to fizikas saturs ārkārteji plašs.

Ne ar visām dabas parādibam mēs veenlīdz beeži sastopamees. Daudzas tās atkārtojas ļoti beeži, citas, turpreti, retaki un tikai zinamos apstākļos. Pee pirmam mēs esam peeraduši, tā ka viņas mums izleekas parastas, ikdeenišķas, saprotamas; otras turpreti ir jaunas, mums neparastas un pa leelakai daļai nesaprotamas, tapēc vērš uz sevi mūsu uzmanibu un eerosina pētit.

Pētišana ir cēloņa un izskaidrojuma meklešana. Ka katram notikumam ir savs cēlonis, ka dabā visur valda cēlonibas likumiba, par to mēs nešaubamees. Ari šis jedzeens mums parasts, saprotams, jo neskaitamos peedzīvojumos mēs pee viņa peeraduši. Novēroto mēs turam izskaidrotu, ja ir izdevees uzrādit, kāda vaj kādas mums agrak jau pazīstamās parādibas ir viņa cēlonis. — Bet tāds izskaidrojums ir nepilnigs. Nepeeteek tikai cēloni uzrādit veen; janorāda ari vēl, kā noteekošais ar savu cēloni saistits. Fizikas uzdevums un mērķis ir atrast noteekošā cēloņus un viņu izskaidrot.

Reti kad novērotai parādibai ir veens veen cēlonis. Pa leelakai daļai viņā peedalas vairaki faktori, no kuŗeem katrs atstāj uz viņu savu eespaidu, tā ka tas, ko mēs novērojam, ir visu šo faktoru (apstākļu) kopdarbibas sekas. Tapēc, lai mekletais izskaidrojums būtu pilnigs, jauzrāda katra atsevišķa faktora eespaids un nozīme novērojamā notikuma gaitā. Bet nu mūsu apkārtnē noteekošais pa leelakai daļai norisinas grūti peeejamos apstākļos, vaj ari tik saŗežģits un daudzu blakus parādibu apēnots, vaj atkal norisinas tik strauji, ka ir neeespējami katra atsevišķa faktora nozīmi atrast. Ari mūsu novērošanas aparati — jūtekļi, ar kuŗeem savu apkārtni uztveŗam, daudzā ziņā ļoti primitivi rīki; daudzam parādībam mums viņu pat nav. Tā, peem., mums nav elektribas sajūtas; mūsu acs neuztver siltuma, elektribas un īsos gaismas (peem., Röntgena) viļņus u. t. t. Tapēc japrot domato parādibu radit māksligi un tādos apstākļos, ka katru viņas faktoru varetu kā eetīkas mainit — pārejos atstājot negrozitus; otrkārt, jaleeto par mūsu dabiskeem organeem — jūtekļeem jūtigaki aparati. Šādu māksligu parādibu radišanu un analizešanu pētneecibas nolūkos sauc eksperimentu. Fizika vispirmā kārtā ir eksperimentala zinatne.

Dabā valdošā cēloniba katram notikumam peešķiŗ zinamu likumibu. Viņas pēc katram parādibu eespaidojošam faktoram — apstāklim ir pilnigi noteikta loma pārejo apstākļu kopumā: ja zinamā kārtā mainas viņš, tikpat zinamā un pilnigi noteiktā kārtā mainas notikuma gaita. Tapēc noteiktos apstākļos šis notikums veenmēr atkārtojas un veenados apstākļos izdaritais eksperiments veenmēr dod veenu un to pašu rezultatu. Mēs sakam, ka te valda noteikts dabas likums, pēc kuŗa parādiba norisinas. Tapēc fizikas uzdevumu var ari definet kā dabas likumu pētišanu.

Fizikalās parādibās katra atsevišķa apstākļa loma ir jo sevišķi krasi noteicama. Tapēc fizikas likumi ir jo izcilni eksakti. Viņi ir uz eksperimenta dibinats pilnigs dabas notikuma apraksts un ar to atšķiŗas no visu citu, tā saucamo aprakstošo dabas zinatņu likumeem.

Fiziku peeņemts eedalit eksperimentalā un teoretiskā, ar pirmo galvenā kārtā saprotot faktu un likumu krāšanu un aprakstišanu, ar otro to viņas daļu, kas cenšas šo likumu un atsevišķo faktu izskaidrojumus apveenot no nedaudzu, plašaku pamatprincipu veedokļa raugotees. Bet šāds eedalijums nav principiels, jo ari katram eksperimentam eepreekš eet zinama „teorija". Eksperiments ir zinama teoretiska slēdzeena pārbaudijums, bez kuŗa to nevar pareizi uzstādit.

Fizikas kā zinatnes sākums meklejams Aristoteļa laikos, 23 g. s. atpakaļ. Tad viņas vārdā bija apveenota māciba par visu dabu. Bet zinatniskam materialam ar laiku plašumā augot, nebij vairs eespējams visas parādibas eetvērt veenā disciplinā, tapēc itin dabiski radās viņas atzarojumi — ķimija, astronomija, mineraloģija u. t. t., kas sāka eet savus patstāvigus ceļus, īzstrādaja savas patstāvigas pētišanas metodes.. Tā fizikai palika tikai tās parādibas, kuŗās tas, no ka radits viss esošais — veela — nemainas savā būtibā. Bet tas turpinajās tikai tik ilgi, kamēr šo zinatņu galvenais mērķis bija faktu un likumu krāšana un aprakstišana. Kad vēlak radās vajadziba viņu izskaidrojumus apveenot, robeža starp viņam un fiziku sāka arveenu vairak zust, un mūslaikos fizika teic savu noteicošo vārdu visās dabas zinatņu nozarēs. Šāda visa noteekošā izskaidrojuma apveenošanas eespējamiba sevišķi radās līdz ar pag. un tagadejā g. s. izcilnam sekmem veelas problemas atrisinajumā.

§ 2. Veela. Spēks. Enerģija. Mums apkārtejo ķermeņu īpašibas pētot, starp viņam sastopam tādas, kas visās pārvērtibās paleek nepārgrozitas. Tā, peem., visi ķermeņi, neatkarigi no viņu formas, satura u. t. t., ir smagi, un veenadi, vaj ķermenis ir ceets, šķidrs, gazejads, silts, auksts u. t. t. Tā tad smagums ir īpašiba, kuŗa raksturo kaut ko visās pārvērtibās ķermenī paleekošu. Šis paleekošais ir ta veela jeb materija — substance, no ka ķermenis radīts. Tā smagums ir veena no veelas īpašibam.

Šis peemērs rāda, ka ķermeņu un viņu īpašibu dažadibu mēs varam uzlūkot kā veelas veidu un viņas īpašibu dažadibu un noteekošo kā šo īpašibu maiņu. Tāds veedoklis dod mums eespēju mūsu pētijumos izcelt svarigako, dziļako un atstāt pee malas sīko, no ķermeņa nejaušam pazīmem (formas) atkarigo. Līdz ar to mēs redzam, ka visa noteekošā cēloņa izskaidrojums meklejams veelas īpašibu izskaidrojumā. Tapēc ari veelas problema fizikā eeņem visredzamako veetu.

Veela sastopama visur, kur veen mūsu skati sneedz; pasaules telpā viņas ir ārkārteji daudz. Mums nav nekādu aizrādijumu, ka viņas daudzums aprobežots; par to leecina debess spīdekļu daudzuma bezgaliba. Bet līdzas tam atzīmejams, ka veela telpu nepeepilda nepārtraukti, veengabalaini. Ne tikai makrokosmiski domajot — debess izplatijumā — viņa izkaisita atsevišķu spīdekļu veidā; ari kuŗā katrā daudzumā ņemta — mikroskopiskā pasaulē — viņa eeņemto tilpumu peepilda ne bezstārpaini, bet gan kā diskreti pa viņu izkaisitu daļiņu — molekulu un atomu — kopojums. Mūslaiku fizikas pētišanas metodes par to mums dod neapšaubamus peerādijumus.

Novērojumi māca, ka veelas daudzums (masa) visos notikumos paleek nepārgrozijees. Pārverzdamās, viņa jaunā veidā parādās taisni tādā pat daudzumā, kādā agrakā veidā pazuda. Veela nav iznīcinama, viņa nezūd un nerodas no jauna. Šo uz eksperimenta un plaša novērojumu pamata dibinato atziņu kā veelas neiznīcibas likumu 1774. gadā formuleja Lavoisier.

Veela veenmēr un nemitigi „darbojas" (peem., ir smaga), tā radidama noteekošo. No ta mēs slēdzam, ka viņā ir kaut kas, kas zinamos apstākļos leek kaut kam notikt; šo „kautko", kā darbošanās cēloni, mēs saucam spēku. Spēks un veela veenmēr veens ar otru saistiti, jo tikai tur var runat par spēku, kur ir veela, kas ko dara, un otradi — tikai caur teem spēkeem, ar kuŗeem veela darbojas, mēs nojēdzam viņas esamibu.

Kā redzams, ar šādu difiniciju spēka būtiba necik nav izteikta. Pat vēl vairak: noteekošā īstos cēloņus ta ļoti beeži pavisam aptumšo. Tas ceļas aiz to, ka te, ārpus mums un neatkarigi no mūsu gribas noteekošo, mēs mērojam ar to šauro subjektivo sajūtu, ko mēs eegūstam kā muskuļu „spēku", kad veela teeši darbojas uz mūsu ķermeni. Šads subjektivisms (antropomorfisms) guļ daudzu fizikalu jedzeenu pamatā;

starp citu tādi ir temperaturas, gaismas krāsas u. t. t. jēdzeeni. Tas arī itin dabiski, jo tee vispirmee un peeejamakee rīki, ar kuŗeem mēs savu ārpasauli novērojam un novēroto uztveŗam, ir mūsu jūtekļi. Tomēr eksaktai zinatnei cik spēdamai jacenšas no šāda subjektivisma atsvabinatees.

Daudz objektivaks top noteekošā apraksts, ja viņa cēloņu definicijai ņem palīgā enerģijas jēdzeenu. 1842. gadā Roberta Meyer'a uzstāditais enerģijas neiznīcibas postulats stāv veelas neiznīcibas likumam blakus kā otrs pamatakmens, uz kuŗēem dibinas grandiozā fizikas ēka.

Pēdejā gadu desmitā fizikā eeplūdusi jauna strāva — relativitates teorija, — kuŗas preekšgalā stāv Alberts Einstein's. Viņas mērķis revidet tos mūsu uzskatus, ko mēs peesavinajušees jau kopš bērnibas, uz kuŗeem dibinas mūsu pasaules izpratne — tā tad ari fizikalās atziņas, kuŗas mums izleekas veenkāršas, absoluti elementaras, pašas par sevi saprotamas. Kaut gan ši teorija jauna, viņai ir jau izdevees rādit, ka daudz kas, ko mēs turejam absolutu, peem., telpas, laika, divu notikumu veenlaicibas jēdzeens, ir nenoteikts, nenoteicams, relativs. Ari fizikas pamatpostulats — veelas neiznīcibas princips — relativitates teorijas gaismā zaudē savu absoluto spožumu. Tā, peem., izrādas, ka kāda ķermeņa masa (veelas „daudzums") atkarajas no viņa ātruma. Bet šo atkaribu novērot mēs varetu tikai tad, ja ķermeņa kustibas ātrums būtu tuvs gaismas izplatišanās ātrumam (300000 km/sek). Realos apstākļos, turpreti, masas definicijā ātrums vērā nav ņemams; tā relativitates teorijas slēdzeeneem pirmā veetā tikai principiela nozīme. Tapēc ari mēs uz preekšu viņus neeevērosim, un pee viņeem atgreezisimees tikai otrā sējuma beigās.

§ 3. Matematika fizikā. Fizikalas parādibas gaitu noteicošos faktorus sauc par fizikaleem leelumeem. Šo leelumu savstarpejais sakars kādā notikumā ir tas, ko saucam likumu. Katram leelumam ir zinama vērtiba, kuŗa parādibai atrisinotees pastāvigi mainas, bet katrā brīdī var tikt izteikta ar pilnigi noteiktu skaitli (leeluma skaitliskā vērtiba). Tā fizikas likumam ir ne tikai kvalitativa, bet ari kvantitativa nozīme, un viņa izteiksmei var leetot matematikas valodu, saistot atteecigo leelumu acumirkligās skaitliskās vērtibas zinamā formulā. Tā, peem., ja kādu parādibu noteic leelumi A un B, un ja visu laiku A skaitliskā vērtiba a ir k reizes leelaka par B skaitlisko vērtibu b, mēs rakstam

$$a = kb$$

un sakam, ka a ir b proporcionals; k te ir abstrakts skaitlis, saukts proporcionalitates faktors. Uzrakstitā veenadiba izteic to likumisko sakaru, kuŗš domatā notikumā valda starp A un B. Leekot viņā dažadus b (b_1, b_2, b_3, . . .), mēs dabujam atteecigus a (a_1, a_2, a_3, . . .) un otradi, un tā kuŗu katru brīdi noteekošo izteicam ar precizu skaitli. Tas pats sakams, ja kādā parādibā kāds leelums A atkarajas no vairakeem citeem B, C, D . . . Peem., ja F skaitliskā vērtiba f jo leelaka, jo leelakas ir M_1 un M_2 skaitliskās vērtibas m_1 un m_2 un jo mazaka, jo leelaks ir R skaitliskās vērtibas r kvadrats, un ja šis sakars valda visu laiku un visos apstākļos, mēs sakam, ka te ir fizikals likums

$$f = c\,\frac{m_1\, m_2}{r^2}.$$

Vārdos mēs viņu formulejam: leelums F ir leelumeem M_1 un M_2 teeši un leeluma R kvadratam preteji proporcionals. Še c ir atkal zinams proporcionalitates faktors. Pēc šāda likuma noteek divu materialu masu savstarpeja peevilkšanās. (Newton'a gravitacijas likums, § 32).

Fizikalu likumu matematiskas formulas veidā rakstot, mēs viņu tāļaki iztirzajot varam eet veenkāršu aprēķina ceļu. Tā mēs varam atrast ne tikai kādā brīdī noteekošo, bet ari jau bijušo un nākošo. Pat vēl vairak: ar domateem fizikaleem leelumeem, resp. viņu skaitliskām vērtibam, kā matematiskeem leelumeem rīkodamees, mēs beeži veen ar tīri matematiskām operacijām varam paredzet jaunas notikuma eespējas, vēl starp viņeem nebijušus sakarus un izrēķinat noteikumus, pee kuŗeem tās realizejamas. Tas vēl reiz jo sevišķi krasi uzsveŗ fizikas likumu eksaktumu un nostāda fiziku starp citam pētošām zinatnem izcilnā veetā. Līdz ar to tas rāda, kāda leela nozīme fizikā ir matematikai, un kādas mēs eegūstam ērtibas, leetojot viņā noteekošā un eespējamā aprakstam matematikas skaidro un koncentreto valodu.

§ 4. Mēru veenibas. *CGS* **— sistema.** Fizikalo leelumu dažadās skaitliskās vērtibas, kuŗas mēs saistam kādā formulā, dabujamas atteecigo leelumu izmērojot. Kaut ko mērot nozīmē viņu salīdzinat ar kādu otru kā veenibu peeņemtu leelumu. Tā tad katrai mērošanai vajadziga noteikta veeniba. Tā kā salīdzinami tikai veendabigi leelumi, tad ņemtai veenibai jabūt tās pašas sugas, kāds mērojamais leelums; citadi veenibas izvēle var būt pilnigi patvaļiga. Tā, peem., gaŗumu mēs varam mērot metros, pēdās, soļos, verstēs — kā patīkas. Tāpat svaru: mārciņās, podos, tonnās u. t. t. Tādu patvaļibu mēru veenibu izvēlē mēs ari novērojam dažadās valstīs un dažados laikos. Bet, saprotams, zinatniskai pētneecibai, kuŗai ļoti beeži jaleeto un jasalīdzina dažadās veetās eegūtee rezultati, tā ceļas leelas grūtibas un neērtibas. Tapēc fizikā sen jau radās teeksme eevest leetojamo mēru veenibās un viņu izvēlē zinamu noskaņotibu.

Veenigā eespēja te — starptautiska noruna, mēru veenibu internacionalizešana. Varetu gan domat, ka ari ar to nekas nav panākams, jo fizikalu leelumu ir ārkārtigi daudz, tā tad bezgala daudz ir veenibu, par kuŗam janorunā. Tas raditu ne mazak neērtibu, kā atteecigu veenibu pārrēķinašana. Tomēr izrādas, ka tā tas nav: ne katram fizikalam leelumam vajaga savas patstāvigas veenibas. Eespējams radit mēru veenibu sistemu, kuŗā leelo viņu vairumu var izteikt ar nedaudzam pamatveenibam.

Kā veenkāršako peemēru ņemsim ģeometriskos leelumus. Viņu ir trīs: gaŗums, laukums un tilpums. Katram no viņeem vajadziga sava veeniba, bet visus viņus mēs varam atvasinat no veenas un tās pašas pamatveenibas. Ņemot par tādu, peem., gaŗuma veenibu, apzīmejot viņu ar L, par laukuma veenibu mēs varam ņemt L^2, bet tilpuma veenibu L^3 (peem., pēda, kvadratpēda, kubikpēda). Tā mēs dabujam mēru veenibu sistemu, kuŗa dibinas uz veenas pamatveenibas (L), un kuŗa eetveŗ visas ģeometriskās veenibas. Šādu sistemu mēs saucam par absolutu mēru sistemu un sakam, ka ģeometrijā mums ir absolutā L-sistema.

Saprotams, fizikā ar L (gaŗuma) sistemu veen nepeeteek. Tā, peem., kāda ķermeņa kustibas ātruma mērišanai blakus gaŗuma veenibai jaņem vēl palīgā laika veeniba. Viņu ar gaŗuma veenibu mērot nevar, tapēc viņa jaņem kā otrā pamatveeniba. Apzīmejot viņu ar T, mēs dabujam sistemu LT. Viņā tad ir eetērpjama visa ģeometrija un kinematika. Bet nu izrādas, ja viņai vēl peeveeno masas veenibu M kā trešo pamatveenibu, tad tādi dabutā LMT-sistema eetveŗ gandrīz visas fizikalās veenibas. No sacitā redzams, ka no visām fizikalām veenibām starptautiski definejot tikai trīs — gaŗuma, masas un laika veenibas, eespējams radit noskaņotu, pilnigi noteiktu un veenkāršu mēru sistemu.

Kā gaŗuma mēru veenibu peeņemts leetot centimetru (apzīmē ar C jeb *cm*), kā masas veenibu gramu (G jeb *gr*) un laika veenibu sekundi (S jeb *sec*). Šīs trīs pamatveenibas dod fizikā veenigi leetoto absoluto *cm. gr. sec* jeb CGS-sistemu. Ari mēs uz preekšu leetosim tikai viņu.

§ 5. Gaŗuma veenibas. Metrs. Gaŗuma mērišanas pamatā liktai veenibai jabūt pilnigi noteiktai, lai viņas vērtiba visos laikos būtu veena un ta pati. Kā praktisku tādu veenibu leeto Parizes Mēru un Svaru Palatā glabatā platina steeņa gaŗumu pee 0° C. Viņu sauc par metru (mètre des archives) un apzīmē ar *m*. Simtā daļa no ši metra etalona ir fizikā leetotais centimetrs (*cm*). Pārejās gaŗuma veenibas atvasinatas no metra pēc decimalā principa. Leelakās par viņu ir dekametrs $= 10\ m$, hektometrs $= 100\ m$ un kilometrs = 1000 m; mazakās — decimetrs = 0,1 m, centimetrs = 0,01 m un milimetrs = 0,001 m. Fizikā, blakus centimetram, beeži veen leeto ari pēdejo (mm). Kad ari milimetrs par leelu, leeto viņa 0,001 daļu, ko sauc par mikronu un apzīmē ar μ. 0,001 μ ir milimikrons ($\mu\mu$).

Metra etalonam ir sava vēsture. Kad 1791. g. Francijas Satversmes Sapulce nolēma eevest racionalu mēru sistemu, specialai zinatneeku komisijai uzdeva izstrādat veenibu etalonus. Gaŗuma veenibā ši komisija nāca uz domam izvēletees viņu tā, lai viņas etalonam bojā aizejot to varetu pilnigi tādu pašu atjaunot. Šim nolūkam kā gaŗuma veenibu nolēma peeņemt veenu 10-miljono daļu no Parizes meridiana kvadranta. Uz ši meridiana izmērojuma pamata tad izgatavoja augšā mineto platina steeni, un 1800. g. viņa gaŗumu likumigi sankcioneja kā gaŗuma veenibu.

Tomēr metra absoluto standardešanu ar to nepanāca. Viņam bojā aizejot minetais meridians būtu no jauna japārmēro. Bet neko nevar absoluti izmērit: vairaki veena un ta paša leeluma mērošanas rezultati nekad nav veenadi (identiski). Bez tam ari ar laiku attīstas leetoto instrumentu precizitate. Ari zemes lodes dimensijas nav pastāvigas, bet dažadu eekšeju procesu (vulkaniskā darbiba, saraušanās atdzeestot) dēļ ar laiku mainas. Tapēc nākošā mēru veenibu konference 1867. g. atmeta agrakās komisijas domas par metra absoluto standardešanu un kā starptautisko gaŗuma mēru veenibu peeņēma agraki izgatavotā platina steeņa (mètre des archives) gaŗumu. Bet tā kā ši steeņa gaŗuma kopešana izrādijās neparociga, ari pret dažadām mechaniskām deformacijām viņš nebij nodrošinats, tad izgatavoja jaunu, gaŗuma ziņā pilnigi ar viņu veenadu, no ceeta metala taisitu etalonu, ko kā visu internacionalo metru prototipu uzglabā Francijā Starptautiskā Mēru un Svaru Biroja pagrabā. 1891. gadā no viņa noņēma kopijas, un izsneedza valstim (31), kas peedalas Birojā.

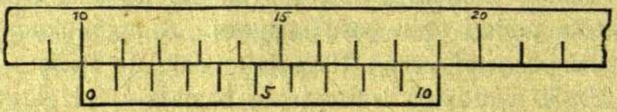
Domu par eespējamo metra etalona atjaunošanas vajadzibu, viņam bojā aizejot, tomēr neatmeta. Michelson's (Maikels'n) nāca uz domām, ka šāda atjaunošana būtu eespējama, ņemot par pamatu kādas zinamas gaismas noteiktas spektralās linijas viļņu gaŗumu. Salīdzinot Internacionalā Biroja metra etalonu ar metala kadmija sarkano liniju, kuŗas viļņa gaŗums $\lambda = 0{,}64384722\,\mu$, viņš atrod

$$1\,m = 1553163{,}6\,\lambda.$$

Tā izmērojot noteiktos apstākļos emitetas kadmija sarkanās linijas viļņu gaŗumu, jaunu metra etalonu var izgatavot jo precizi.

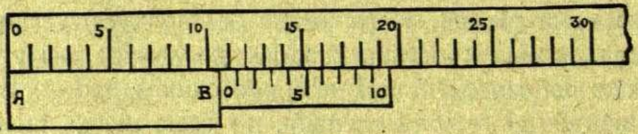
§ 6. Gaŗuma mērošana. Katetometrs. Visveenkāršakais gaŗuma mērošanas rīks ir centimetros, resp. milimetros eedalits mērs (steenis), kas mērojamam preekšmetam peelikts, teeši dod viņa garumu kā atstātumu starp tām viņa eedaļām, kuŗas sakrīt ar preekšmeta galeem. Bet tāda mērošana ir rupja, jo te var teeši atskaitit tikai mēra veselās eedaļas, viņu daļas, turpreti, javērtē pēc acumēra. Fizikalos pētijumos, kur prasa precizitati un noteiktibu, šāda mērošana maz noderiga. Solis uz preekšu te — noniusa leetošana.

Noniuss (no portugaleeša Nunez-Nonius vārda) ir mēram stumdami peestiprinats palīgmērs. Parasti viņa garumu ņem veenadu ar



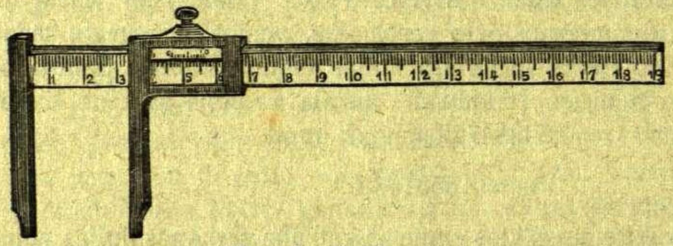
Zīm. 1. Noniuss.

9 mēra eedaļām un tad sadala 10 veenadās daļās. Tā starpiba starp viņa un mēra eedaļām ir 0,1 no pēdejās. Ja noniusa 0 eedaļa sakrīt ar kāda mēra eedaļu, peem., 10, kā zīm. 1, tad viņa pirmā eedaļa ir no mēra vistuvakās eedaļas (11) 0,1, otrā no viņai vistuvakās 0,2, trešā 0,3 u. t. t. atstātu. Pastumjot noniusu pa labi tā, lai viņa pirmā eedaļa sakrīt ar tuvako mēra eedaļu, mēs viņa 0 padzenam par 0,1 no mēra veenibas uz preekšu; leekot sakrist otrai, trešai u. t. t. eedaļai, mēs noniusa sākumu pārveetojam par 0,2, 0,3 u. t. t. Tā tad, ja kādā noniusa stāvoklī kāda viņa eedaļa, peem., sestā, sakrīt ar kādu



Zīm. 2.

mēra eedaļu, tad viņa sākums atgājis no vistuvakās (pa kreisi) mēra eedaļas par 0,6. Tā kļūst saprotams mērošanas princips ar noniusu. Zīm. 2 attēlotā preekšmeta *AB* garums ir 10,6, jo viņš pilnigi apklāj 10 pilnas mēra eedaļas, un noniusa un mēra eedaļas sakrišana noteek pee 6 noniusa strīpas.

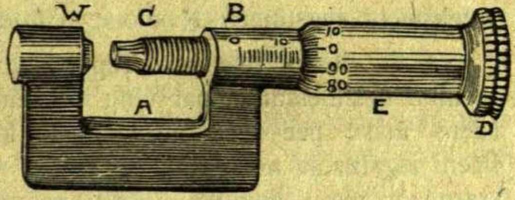


Zīm. 3. Sprīža mērs.

Veenmēr ar noniusu ir izrīkots plaši leetotais sprīža mērs, (zīm. 3.) Ari riņka eedaļas (gradus) mērojot leeto noniusu. 1 grads (1^0) ir 60 minutes (60′), veena minute 60 sekundes

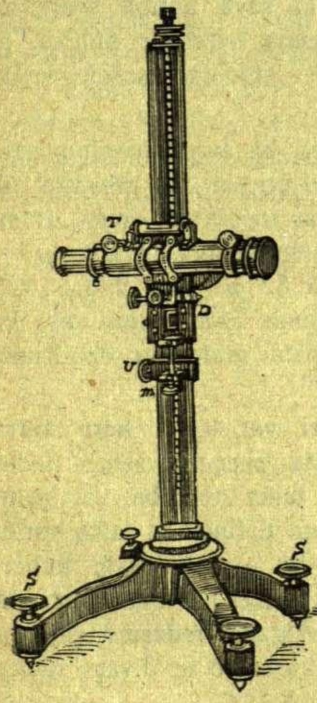
(60″). Tapēc te noniusu var ņemt ar 60 eedaļām uz 59 skalas (riņķa) eedaļām; tad viņš dod minutes, ja riņķis dalits grados, un sekundes, ja dalijums ir minutēs.

Savas parocibas un peeteekoši leelas precizitates dēļ, sevišķi beezumu, resnumu u. t. t. mērojot jo plaši leeto tā saucamo mikrometru (zīm. 4). Metala rāmja A veenai cilinriski pagarinatai kājai B eet cauri skrūve C ar 1 *mm* leelu vītnes kāpi, tā kā katrs apgreezeens padzen skrūvi par 1 *mm* uz preekšu. Greež pee viņas galvas D. Ar skrūvi kopā greežas un eet caurule E, šauri apņemdama kāju B. Uz pēdejās, paraleli skrūves asij, ir uzgreeztas *mm* eedaļas; E gala periferija sadalita 100 daļās. Pirmā eedalijuma 0-punkts likts tur, kur stāv E gals, skrūvei C teeši atduŗotees pret rāmja otrās kājas paaugstinajumu W; E nulles eedaļa tad stāv preti uz B uzgreeztai strīpai. Apgreežot D veenreiz, mēs attālinam C galu no W par 1 *mm*; tanī pašā laikā E pagreezusees par visām savām 100 eedaļām. Tā tad veena ši eedaļa ir 0,01 *mm*. Mērojamo preekšmetu starp W un C galu noleekot un pēdejo viņam klāt peedzenot, mēs no abeem atskaitijumeem uz B un E dabujam viņa beezumu (peem., kādas drāts resnumu).



Zīm. 4. Mikrometrs.

Precizai vertikalu atstātumu mērošanai leeto katetometru. Viņš attēlots zīm. 5. Centimetros un milimetros eedalits, labi nostrādats metala stabs atbalstas uz trim ar uzstādamām skrūvem S izrīkotām kājam. Šīm skrūvem un diveem līmenekļeem palīdzot viņu var nostādit pilnigi vertikali. Pa stabu uz augšu un leju, ap viņu negrozotees, slīd uzmāva D, pee kuŗas ir peestiprinats tāļskats T. Ari pēdejais izrīkots ar līmenekli; tā viņu eespējams uzstādit horicontali. Taļskata redzes laukā krustām eevilkti divi teevi zirnekļa pavedeeni, kuŗi palīdz novērojamo punktu fikset. Ar skrūvi U tā nostiprinot uzmāvu, lai mērojamā preekšmeta lejas gals tāļskatā būtu redzams deegu krustotnē, mēs ar viņam pee-



Zīm. 5. Katetometrs.

stiprinato noniusu dabujam pirmo atskaitijumu n_1. Stumjot tad uzmāvu uz augšu, lidz kamēr deegu punktā parādas preekšmeta augšejais gals, mēs dabujam otro atskaitijumu n_2. Tad $n_1 - n_2$ ir mērojamā preekšmeta augstums. Katetometrs dod precizitati līdz 0,001 *mm*.

§ 7. **Masas veeniba.** Tāpat kā metru, bij domats radit ari masas veenibu neiznīcinamu, par viņu peeņemot veena kub. decimetra tīra ūdens masu pee $4^0 C$, nosaucot to kilogramu (*kg*). Reizē ar metra steeni izgatavoja no platina šo masas etalonu un noveetoja Parizes svaru un mēru archivā. Bet, saprotams, ari uz viņa absolutumu atteecinams § 5 sacitais, jo ari ūdens kub. decimetra masas noteikšanas precizitate ar laiku mainas. Tāpēc ari vēlak nolēma kā masas veenibu peeņemt izgatavotā platina kilograma (kilogramme des archives) masu. Viņa kopijas, reizē ar normalā metra kopijam, izsneedza šo lēmumu parakstijušām valstim. Starpiba starp normalo un teoretisko kilogramu tomēr nav leela, tapēc praktikā beeži leeto pēdejo.

Fizikā leetotās kilograma daļas ir grams $gr = 0{,}001$ *kg*, un miligrams $mg = 0{,}001$ *gr*.

Kāda ķermeņa masa ir proporcionala viņa svaram, un tapēc viņu noteicot, resp. salīdzinot ar kādu masas veenibu, var leetot svarus. No ta ir radusees paraža masu un svaru mērot veenās un tanīs pašās veenibās — gramos. Bet ceeti jaeegaumē, ka savā būtibā svars un masa ir pavisam dažadas leetas. Kāda ķermeņa svars ir spēks, ar kuru zeme ķermeni peevelk; masa, turpreti, — ķermenī esošais veelas daudzums (sk. § 32).

Ļoti beeži, sevišķi teoretiskos aprēķinos, kā svara veenibu leeto tā saucamo grammolekulu resp. gramatomu, ar to saprotot tik daudz domatās veelas gramu, cik leels ir viņas molekular - resp. atomsvars. 2,016 *gr.* ūdeņraža (H_2) ir viņa grammolekula, 1,008 *gr* — gramatoms. Skābekļa (O_2) grammolekula ir 32 *gr.* O_2, chlora (Cl) 35,6 *gr* u. t. t. Šo svaru veenibu leetošanas izdevigums tas, ka veenados apstākļos viņās ir veens un tas pats molekulu daudzums (Avogadro likums).

§ 8. **Laika veeniba.** Laika mērošanai var leetot kuru katru periodisku notikumu. Visparocigaki kā tādu peeņemt zemes lodes periodisko greešanos ap savu asi. Tad kā laika veenibu var ņemt veenu viņas apgreezeena laiku — deenu — un definet kā laika sprīdi starp divām kāda debess spīdekļa — zvaigznes — sekojošām kulminacijam. Viņu sauc par zvaigznes deenu. Bet nu mūsu parastā dzīve vairak saistas ar saules, nekā kādas zvaigznes redzamo gājeenu pa debess jumu. Tapēc ikdeeniškā dzīvē laiku mēro ar divam saules kulminacijam. — Tā dabū īsto saules deenu.

Tomēr īstā saules deena nav pastāvigs leelums; gada laikā viņa eevērojami svārstas. Tam vairaki eemesli. Vispirms, zemes lode, ap sauli ceļodama, dažados laikos skreen neveenadā ātrumā (zeemu ātraki). Tapēc šķeetamā īstās saules kustiba pa **ekliptiku** nav veenveidiga. No otras puses, šīs ekliptikas plāksmas stāvoklis pret debess ekvatoru ari nav pastāvigs. Viss tas atstāj uz saules deenas garumu eespaidu, laupot tam noteiktibu. Tapēc pastāvigas laika veenibas radišanai, īstās saules veetā eedomajas fikciju, — fiktivu sauli, kas, veenmērigi kustedamās, gada laikā apeetu visu ekliptiku, un tad laika sprīdi starp šīs saules divam kulminacijam peeņem kā laika veenibu. Šādu fiktivu sauli sauc par **videjo sauli** un viņas deenu par **videjās saules deenu**. Videjās saules deenas veena 86400-tā daļa $\left(\frac{1}{24.60.60}\right)$ ir fizikā leetotā sekunde *sec*.

Astronomiskos aprēķinos leetojamā zvaigznes deena nav veenā garumā ar saules deenu. Pēdejā apm. 4 min. garaka kā pirmā. Tapēc $1\ sec = \frac{1}{86400}$ no videjās saules deenas $= \frac{1}{86164}$ no zvaigznes deenas.

Bet ari tā definetā laika veeniba nav pastāviga. Paisumu un bēgumu dēļ zemes lode greežas ap savu asi pamazam gurdama. Līdz ar to laika sprīdis starp divam kulminacijam paleek leelaks. Aprēķinams, ka 1000 gadu laikā zvaigznes deenas garums ir peeaudzis par 0,012 *sec*.

Laika sprīžu **mērošanai** leeto rīkus, kuros noteek kaut kāda periodiska kustiba, peem., pulksteņus, šo kustibu periodu eepreekš salīdzinot ar videjās saules deenu. Sevišķi precizi ejošus pulksteņus sauc **chronometrus**. Laika mērošanai leeto ari pendeļa svārstibas (§ 38).

Pirmā nodaļa.

Mechanikas pamatjēdzeeni.

Kinematika.

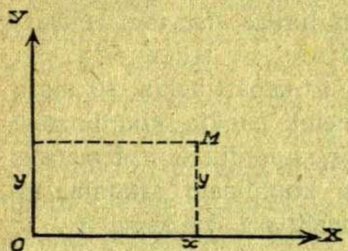
§ 9. Kustiba. Mechanika. Visbeežaki mums apkārt sastopamā dabas parādiba ir kustiba, — ķermeņu veetas maiņa telpā. Nav eespējams eedomatees tādu mirkli, kad dabā valditu absoluts meers. Neskaitamu, bezgaligi dažadu eemeslu pēc kustas ap mums esošee preekšmeti, eet savu ceļu zemes lode, debess spīdekļi, izplatās skaņa, gaisma. Ari katrā it kā „meerā" esošā ķermenī noteek neskaitamas un sarežģitas kustibas: te kustas molekulas, atomi, elektroni. Tā gandrīz katrā notikumā mēs sastopam kustibu.

Aiz ša eemesla kustibu beeži uzlūko kā elementarparādibu, ko var likt pamatā pārejo izskaidrošanai. Novēroto tura izskaidrotu un saprotamu, ja viņā, kā cēloni izdevees atrast šādu vaj tādu kustibas veidu. Šāds uzskats fizikā valdija ilgu laiku.

Dažados kustibas veidus, viņas likumus un cēloņus pēta un apraksta mechanika. Mechanika tā tad ir fizikas nodaļa, un kā tāda savā būtibā ir eksperimentala zinatne. Bet, no veenas puses, sava plašuma pēc, no otras — tapēc ka kustibas noteicejee faktori un viņu sakari ir jo sevišķi precizi definejami, mechanika ir kļuvusi patstāviga zinatne, kur pārsvaru ņem viņas teoretiskā puse. Šinī nodaļā no viņas plašā satura atzīmesim tikai to, kas nepeeceešams tāļakā izprašanai. Uz mechanikā eegūtām atziņam dibinas Debess mechanika un Astronomija.

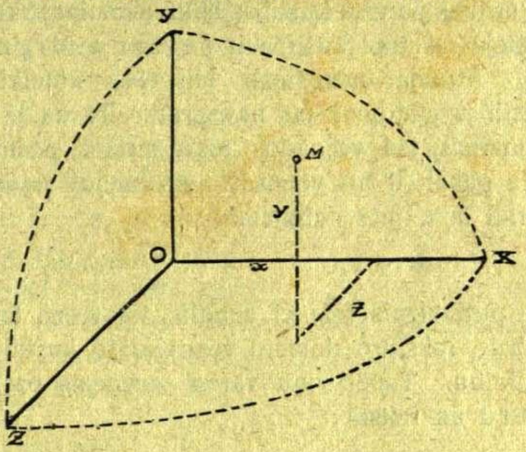
Lai kustibu pilnigi aprakstitu, tad, vispāri runajot, jazin ari kustibā esošā ķermeņa īpašibas; sevišķi tas sakams par viņa masu. Ari forma daudzreiz krīt svarā un it īpaši tur, kur kustiba saistita ar apkārtni. Tā, peem., pretestiba, ko ķermenis sastop kustedamees kādā šķidrumā, atkarajas no viņa formas. Bet tikpat beeži gadas, ka nebūt nav no svara, kas kustas, kad galvenais ir — kustibas veids. Tad peeteek ķermeņa veetā eedomatees veenkāršu ģeometrisku punktu peem., viņa smaguma centru, kam vajadzibas gadijumā var peedomat zinamu masu. Šādu fiktivu punktu mechanikā leeto plaši; viņu sauc par materielu punktu.

§ 10. Koordinates. Kādas kustibas (un parādibas vispār) novērošanai un aprakstišanai jaizvēlas noteikts novērošanas punkts, pret kuŗu lai varetu atzīmet katru ķermeņa, resp. materielā punkta acumirkligo stāvokli (veetu). Ja kustiba ir tāda, ka punkts visu laiku paleek zinamā plāksmā, tad par references punktu var ņemt divu, šinī plāksmā normali veenu pret otru gulošu taisnu liniju OX un OY krustotni O (zīm. 6.) un kuŗu katru punkta veetu M noteikt ar viņa



Zīm. 6.

atstātumeem x un y no linijam OX, OY. Punktam M plāksmā kustotees, x un y nepārtraukti mainisees, bet viņus ar atteecigu mēru izmērodami, mēs katrā brīdī uzeesim M veetu pret OX un OY, un līdz ar to pret O. Skaitļus x, y, sauc par punkta M koordinatem, linijas OX un OY par koordinatu asim un punktu O par koordinatu sākumu. Lai koordinates būtu veena no otras veegli atšķiŗamas, veenu no viņam — palaikam horicontalā virzeenā ņemto — sauc par abscisi, otro par ordinati. Sakarā ar to OX sauc par abscisu, — OY par ordinatu asi. Lai atzīmetu, ka koordinatu asis OX un OY guļ normali veena pret otru, teic, ka viņas ir ortogonalas.



Zīm. 7.

Ja kustiba noteek telpā (trīs dimensijas), jaņem palīgā vēl punkta treša koordinate z un līdz ar to treša koordinatu ass OZ (zīm. 7.) Ortogonalā koordinatu sistemā viņa javelk asim OX un OY normali. Tad pee O rodas kakts, kuŗa sānus XOY, YOZ, XOZ sauc koordinatu plāksmas. Domatā punkta M vistuvakee atstātumi no šīm plāksmam tad ir viņa ortogonalās koordinates x, y, z.

Atkaribā no novērošanas (references) punkta izvēles mainas novērošanas rezultats. Tā, peem., kādas skrejoša vilceena vagonā noteekošas kustibas apraksts būs dažads, skatotees, vaj novērotajs atrodas vagonā (references punkts kustas), vaj ārpus vilceena (references punkts stāv pret vagonu meeŗā): pirmam katrs vaļā palaists preekšmets kritīs „taisni uz leju", otram krišanas ceļš būs līka līnija (parabola, sk. § 19.). Tāpēc novērošanas veeta (koordinatu sākums) jaizvēlas tā, lai novēroto rezultatu izteiksme iznāktu cik spējams veenkārša.

§ 11. Kustibas ceļš. Ātrums. Lai jēdzeens par kāda ķermeņa resp. punkta kustibu būtu jo pilnigs, jazin: 1) kustibas ceļa veids un virzeens, un 2) kustibas ātrums. Kustibas ceļš var būt taisna vaj līka (lauzita) linija. Pirmā gadijumā kustibu sauc par taisnlinijas, otrā par līklinijas kustibu. Līkas linijas atsevišks veids ir riņķa linija; šinī gadijumā kustiba ir riņķojoša jeb riņķejada.

Kustibas ceļu varam uzlūkot kā punkta nepārtrauktu sekojošu veetu virkni un viņa veida aprakstišanai leetot punkta koordinates: noteiktai veetu secibai ees blakus noteikts viņu koordinatu matematisks saistijums. Tā, peem., ja punkts riņķo ap koordinatu sākumu, kā centru, atstatumā r no viņa, kustibas ceļa analitiskā izteiksme ir

$$r^2 = x^2 + y^2,$$

t. i. riņķis ar radiusu r.

Ātrums ir fizikals leelums, kas raksturo ķermeņa (punkta) īpašibu pa kustibas laiku. Kad ķermenis ir meerā, ši īpašiba viņam nepeemīt. Mēs sakam, ka šinī gadijumā punktam nav nekāda ātruma. Ja ātrums pa visu kustibas laiku nemainas, kustibu sauc veenveidigu; preteja rakstura kustiba ir neveenveidiga jeb mainus-kustiba.

Ātruma mērošanai jaizvēlas noteikta veeniba. Veenveidigas kustibas gadijumā tas nav grūti. Tā ka te kustibas raksturs ar laiku nemainas, tād veenados laika sprīžos, peem., veenā sekundē, noeetee ceļa gabali ir ari veenadi. Apzīmejot viņus ar s un atteecigo laika sprīdi ar t, mēs dabujam

$$\frac{s}{t} = const.$$

Šis pastāvigais (*const.*) skaitlis, kā veenā laika veenibā noeetais ceļa gabals, raksturo domato veenveidigo kustibu, raksturo punkta kustibas īpatnibu. Tapēc viņu varam peeņemt par šīs kustibas ātruma v mēru un rakstit:

$$v = \frac{s}{t}.$$

Ņemot par pamatu *CGS*-sistemu un leekot $s = 1\,cm$ un $t = 1\,sec$, mēs dabujam

$$v = 1\,\frac{cm}{sec},$$

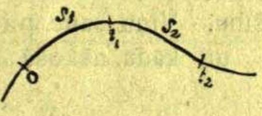
t. i. ātruma veenibu kā $\frac{cm}{sec}$.

Kā redzam, ātruma veeniba ir atvasinata veeniba, divu — gaŗuma un laika — pamatveenibu noteikta kombinacija. Šī kombinacija $\frac{\text{gaŗums}}{\text{laiks}}$ ir ātruma veenibai raksturiga visos gadijumos, kapēc viņa var deret kā ātruma pazīme. Viņu sauc par ātruma dimensiju, un apzīmē, leekot v stūrainās eekavās:

$$[v] = \frac{cm}{sec} = cm \,.\, sec^{-1}.$$

Katram fizikalam leelumam ir sava noteikta dimensija — viņam raksturiga pamatveenibu kombinacija. Fizikā dimensijai ir leela loma. Vispirms viņa dod skaidru pārskatu par domatās veenibas rašanos un, otrkārt, palīdz kontrolet dabutos rezultatus. Ja kāda formula (likuma izteiksme) pareizi uzstādita, tad viņas abu pušu dimensijām jabūt veenadām, jo tikai identiskus leelumus — ne tikai skaitliski, bet ari būtibā — var saveenot ar veenadibas zīmi. Neveenadas dimensijas leecina, ka formulu sastādot ir peelaista kļūda.

§ 12. Neveenveidigas kustibas ātrums. Neveenveidigā kustibā ātrums ir maiņus-leelums, kam katru brīdi un katrā veetā ir cita vērtiba. Te veenados laika sprīžos noeetee ceļa gabali ir dažadi; tapēc te var runat tikai par kustibas acumirkligo (momentano) ātrumu. Viņa definiciju eegūstam šādi. Peeņemsim, ka materiels punkts, kustedamees pa patvaļiga veida liniju, t_1 sekundēs aizgājis no kādas noteiktas veetas 0 (zīm. 8) s_1 un t_2 sekundes s_2 cm. Ja ceļa linija ir līka, mes laika sprīdi $t_2 - t_1 = \triangle t$ varam izvēletees tik īsu, ka viņā noeeto ceļa gabalu $\triangle s = s_2 - s_1$ var uzlūkot kā taisnu. Ceļa sākumā s_1 un galā s_2, t. i. laika $\triangle t$ beigās, punktam ir dažadi ātrumi, bet jo īsaks $\triangle t$, jo mazaks ir $\triangle s$, jo tuvaki veens otram ir s_1 un s_2, un jo mazak šee ātrumi veens no otra atšķiŗas. Beidzot, kad $\triangle t$ kļūst bezgala mazs (tuvu 0), viņi jau nav atšķiŗami, un ar pilnu teesibu varam sacit. ka tagad punkts kustas veenveidigi, noeedams $\triangle t$ sekundēs $\triangle s$ cm. Kustibas šī brīža ātrums ir


Zīm. 8.

$$v = \lim_{\triangle t = 0} \frac{\triangle s}{\triangle t},$$

kur „*lim*", kā tas analizē parasts, apzīmē to robežu, pēc kuŗas cenšas skaitlis $\frac{\triangle s}{\triangle t}$, ja $\triangle t$ tuvojas nulei. Šādi definetais ātrums ir kustibas domatā brīža acumirkligais, kā saka īstais, ātrums. No uzrakstitās izteiksmes mēs redzam, ka ari viņu mēro $\frac{cm}{sec}$ veenibās.

Ļoti beeži, sevišķi praktikā, īstā ātruma veetā var apmeerinatees ar fikciju, kuŗu sauc par maiņus-kustibas videjo ātrumu. Viņa skaitlisko vērtibu v_m dabujam, kādā laikā noeeto ceļa gabalu $s_2 - s_1$ dalidami ar vājadzigā laika ilgumu $t_2 - t_1$:

$$v_m = \frac{s_2 - s_1}{t_2 - t_1}$$

Šādā ātrumā punkts kustas, varbūt, tikaī kādu mirkli; pārejos brīžos viņš ir leelaks, vaj mazaks. Tapēc v_m nav reals, bet gan fiktivs leelums; viņš rāda, kā vajadzetu punktam eet, lai veenveidigi kustedamees viņš noeetu to pašu ceļu tanī pašā laikā, kā neveenveidigā kustibā. No ta redzams, ka v_m ir īstajam (acumirkligam) ātrumam jo tuvaks, jo īsaks ir ņemtais laika sprīdis; robežgadijumā, kad pēdejais paleek ļoti mazs, abu viņu izteiksmes kļūst veenadas.

Kustibas virzeens sakrīt ar ceļa virzeenu. Tā tad, kā to rāda uzrakstitās izteiksmes, ar pēdejo sakrīt ari ātruma virzeens. Tapēc ari kustibas virzeena veetā beeži leeto ātruma virzeena jēdzeenu, un otradi.

§ 13. Paātrinajums. Maiņus-kustibas raksturs var būt ļoti dažads. Ja visā kustibas laikā ātrums pastāvigi peeaug, kustibu sauc paātrinatu, pretejā gadijumā pagausinatu. Abu šo kustibu veidi sastopami dažadās periodiskās kustibās. Mechanikā vissvarigakas ir tās kustibas, kuŗās ātrums peeaug laikam teeši proporcionali; viņas sauc veenmērigi paātrinatas. Apzīmedami proporcionalitates faktoru ar a, mēs šo kustibas veidu izteicam ar

$$v = at.$$

a ir leelums, kas raksturo kustibas ātruma maiņu, tā tad atkal kustibas īpašību. Viņu sauc paātrinajumu. Ja kādā mirklī t_1 kustibas ātrums ir v_1 un kādā nākošā t_2 viņš ir v_2, tad $v_2 - v_1 = a(t_2 - t_1)$, no kuŗeenes

$$a = \frac{v_2 - v_1}{t_2 - t_1}.$$

Tas rāda, ka paātrinajumu var mērot ar veenā laika veenibā notikušo ātruma peeaugumu.

Pagausinatā kustibā būtu $v_2 < v_1$ un $a < 0$. Tapēc pagausinatu kustibu varam uzlūkot kā kustibu ar negativu paātrinajumu.

Ja novērojuma sākumā ($t_1 = 0$) ķermenis, resp. materielais punkts ir meerā ($v_1 = 0$), pirmā no augšejām vēenadibam dod

$$a = \frac{v}{t}.$$

Leekot viņā $v = 1 \frac{cm}{sec}$ un $t = 1\, sec$, mēs dabujam

$$a = 1 \frac{cm}{sec^2},$$

t. i. paātrinajuma veenibu kā $\frac{cm}{sec^2}$; viņa dimensija ir:

$$[a] = \frac{cm}{sec^2} = cm \,.\, sec^{-2}.$$

Vispārigā gadijumā kustibas ātruma maiņa var būt nepastāvigas dabas. Tad ari paātrinajums dažados brīžos ir dažads. Šinī gadijumā viņa definicijai varam leetot to pašu peeņēmeenu, kas mums deva neveenveidigas kustibas ātrumu: laika sprīdi $\triangle t = t_2 - t_1$ mēs varam izvēletees tik mazu, ka lai šinī laikā notikusē ātruma maiņa $\triangle v = v_2 - v_1$ ari būtu deezgan maza. Tad

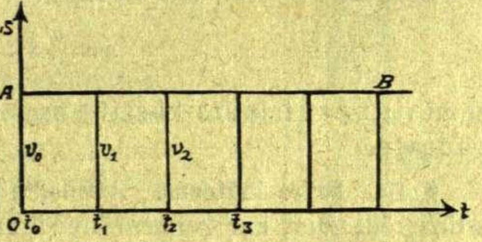
$$a = \lim_{\triangle t = o} \frac{\triangle v}{\triangle t}$$

ir mekletais acumirkligais paātrinajums. Ari viņu mēro $\frac{cm}{sec^2}$ veenibās.

§ 14. Kustibas grafika. Veenveidigā kustibā laika sprīdī t noeetais ceļa gabals aprēķinams kā

$$s = vt.$$

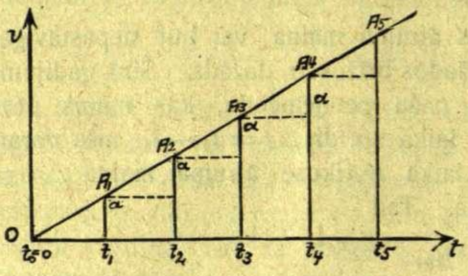
Ņemsim divas normali veenu pret otru gulošas asis Ot un Ov (zīm. 9). Uz pirmās, sākot no O, atzīmesim veenadus laika brīžus $t_0 = 0, t_1, t_2, \ldots$ un no tā dabuteem punkteem vilksim paraleli Ov asij liniju gabalus, kas attēlo šo brīžu kustibas ātrumu. Tā kā kustiba ir veenveidiga, visas šīs linijas ir veenada garuma, un viņu galus saveenotaja linija AB ir taisna, asij Ot paralela. Viņas virzeens dod veenveidigās kustibas ātruma raksturojumu. No zīmejuma redzams, ka kādā laikā t noeetais ceļa garums $s = vt$ ir dabujams kā četrstūŗa $OABt$ laukums, kuŗā $v = OA$ un $t = Ot$. Linija AB ir domatās veenveidigās kustibas grafika.



Zīm. 9.

Līdzigā kārtā dabujam ari veenmērigi paātrinatas kustibas grafiku. Ja novērojuma sākumā ($t = 0$) ķermenis ir meerā ($v = 0$), tad pirmās sekundes beigās ($t = t_1$) viņa ātrums ir $v_1 = a = t_1 A_1$; pēc divam sekundem viņš ir $v_2 = 2a = t_2 A_2$ u. t. t., kur a ir paātrinajums. Ātruma grafika ir taisna un slīpi pret laika asi Ot guloša linija AO, (zīm. 10.).

Lai te dabutu noeetā ceļa gaŗumu, ņemsim verā, ka jo īsaks ir novērojuma laika sprīdis $\triangle t$ (peem., $t_3 - t_2$), jo vairak kustiba līdzinas veenveidigai, un jo mazak atšķiŗas veens no otra ša sprīža sākuma un gala ātrumi v_2 un v_3, t. i. linijas t_2A_2 un t_3A_3. Tapēc, ja $\triangle t$ ir peeteekoši mazs, nepārtraukti mainigā ātruma veetā (no v_2 līdz v_3) var ņemt videjo ātrumu, kuŗa grafiskais attēlojums būtu trapeces $t_2A_2A_3t_3$ viduslinija, un šīs trapeces laukumu ņemt kā laikā $\triangle t$ noeeto ceļa gabalu. Kļūda, ko tā peelaižam, ir jo mazaka, jo īsaks ir $\triangle t$, un beidzot, kad $\triangle t$ tuvojas 0, viņa pazūd.



Zīm. 10.

Visu šādu elementartrapeču laukumus zumedami mēs dabujam kustibas laikā t_5 noeetā ceļa izteiksmi kā trīsstuŗa $0A_5t_5$ laukumu $s_5 = \frac{v_5 t_5}{2}$.

Tapēc vispārigi:

$$s = \frac{v}{2} t.$$

Leekot še $v = at$, mēs dabujam

$$s = \frac{a}{2} t^2:$$

veemērigi paātrinatā kustibā noeetais ceļš aug līdz ar laika kvadratu.

§ 15. **Brīvs kriteens. Atwood'a mašina.** Veenmērigi paātrinata kustiba rodas tur, kur ķermeni nepārtraukti eespaido kāds pastāvigs spēks. Zemes virsū tāds ir uz viņas centru vērstais peevilkšanas spēks (smagums), kam padoti visi materielee ķermeņi. Tapēc katrs pacelts, un tad vaļā palaists ķermenis krīt, un krīt veenmērigi paāritnati.

Šīs brīvās krišanas aprakstišanai der pag. § uzstāditee likumi. Nosauksim ar g te eegūto paātrinajumu (peeņemot, ka $g = const$) un peeņemsim, ka laiku rēķina no krišanas sākuma, t. i. ka ķermeņa sākuma ātrums $v_0 = 0$; tad, ar s_1, s_2, s_3 u. t. t. veenā, divās, trijās u. t. t. sekundēs noeetos ceļa gabalus apzīmedami, mēs dabujam:

$$s_1 = \frac{g}{2}.1, \quad s_2 = \frac{g}{2}.2^2, \quad s_3 = \frac{g}{2}.3^2 \text{ u. t. t.,}$$

no kureenes: $s_1 : s_2 : s_3 : \ldots = 1^1 : 2^2 : 3^2 : \ldots,$

t. i. : veenas, divu, triju u. t. t. sekundu nokritumu augstumi stāv veens pret otru kā naturalās skaitļu rindas kvadrati.

Tādā pat ceļā, aprēķinot pirmā, otrā, trešā etc. sekundē noeetos ceļa gabalus kā $s_I = s_1 = 1.\frac{g}{2}$ un tālaki $s_{II} = s_2 - s_1 = (2^2 - 1).\frac{g}{2} = 3.\frac{g}{2}$, $s_{III} = s_3 - s_2 = (3^2 - 2^2)\,\frac{g}{2} = 5\,\frac{g}{2}$ u. t. t., mēs dabujam:

$$s_I : s_{II} : s_{III} : \ldots = 1:3:5:\ldots:$$

pirmās, otrās, trešās u. t. t. sekundes nokritumu augstumi stāv veens pret otru kā naturalās rindas nepāru skaitļi.

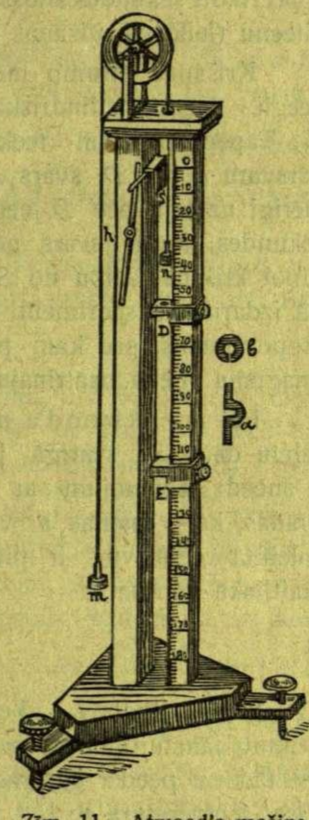
Kādā mirklī t_0, no krišanas sākuma rēķinata, nokrituma augstums ir $s = \frac{1}{2} g t_0^2$ un krišanas ātrums $v = g t_0$. Izslēdzot no abam šīm veenadibam t_0, mēs dabujam

$$v = \sqrt{2\,gs}.$$

Ar tādu ātrumu nonāk pee zemes no augstuma s krītošs ķermenis.

Kriteenam pretejs ir vertikals sveedeens. Te kustiba ir veenmērigi pagausinata, tapēc ari viņas aprakstišanai der nupat uzrakstitais sakars starp v un s. Zinot sveedeena ātrumu v, mēs viņa augstumu dabujam kā

$$h = \frac{v^2}{2g}.$$



Zīm. 11. Atwood'a mašina.

Būtu domajams, ka nupat uzrakstitos krišanas likums var veegli pārbaudit teešā ceļā, ļaujot ķermenim krist no zinama augstuma un izmērojot atteecigo krišanas laiku. Bet tā eegūtee rezultati maz deretu, jo krišanas ātrums ir visai leels, tapēc atteecigee laika sprīži ir mazi un grūti izmērojami. Te jaleeto metodes, kas dod eespēju krišanas ātrumu pamazinat, nemainot, tomēr, krišanas raksturu. Tā ķermenim var likt nevis krist, bet ritet pa slīpu plāksni uz leju (Galileja metode). Bet ari te pee ritešanas neizbēgamā berzešanās rada leelu kļūdu. Labakus rezultatus var sasneegt ar tā saucamo Atwood'a aparatu (mašini); viņas konstrukcijas schematisks attēlojums dots zīm. 11. Vertikala, centimetros eedalita staba augšgalā eerīkots ritenis, kas visai neecigi berzdamees var greestees ap savu horicontalo asi. Ritenim pāri pārmesta aukla, kuras galos ir eekārti cilindriski svari

m, n; pēdejee ir veenadi, kapēc visa sistema ik brīdi ir līdzsvarā. Ja, turpreti, veenam no viņeem peekaŗ neleelu pārsvaru q, tad viņš krīt. Bet tā ka tanī pašā laikā tam ir paātrinati jaceļ otrs, tad viņš krit daudz lēnaki, ka brīvā kriteenā. Kustibas raksturs (veenmērigi paātrinata) tomēr nemainas, jo ari te viņu radošais spēks — pārsvara q smagums — ir pastāvigs un darbojas nepārtraukti.

Nokritumu augstumu mērošanai eerīkotas trīs pa stabu stumdamas plates S, D, E. Pirmā no viņām atbalsta apgrūtinato svaru $n+q$ pirms krišanas. Vajadzigā mirklī vīņu atvēž uz leju; ar to sākas krišana. Skaitot sekundes un nogaidot, kamēr svars nonāk līdz platei D, un saskaitot, cik starp abam platem ir centimetru, mēs dabujam sakaru starp s un t. Vairak reizes to atkārtodami, pee tam s mainidami, mēs pārleecinamees par pag. § uzrakstitās veenadibas pareizibu.

Labos aparatos plate S atvēžas automatiski. Šim nolūkam stabam ir peerīkots sekundes sitošs pendelis, kuŗa kārts augšejais gals līdz ar pirmo siteenu (laika skaitišanas sākumu) izsit tai no apakšas atbalstu h.

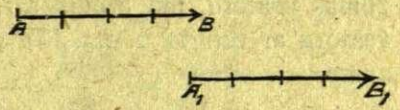
Krišanas ātrumu mēro ar plati D. Viņā ir caurums, pa kuŗu veegli izeet cilindriskais svars n, bet kuŗš aiztur pārsvaru q. Tāpēc pēdejam teek dota zīm. a) attēlotā forma. Atstādams pārsvaru q pee D, svars n paleek brīvs un no šī brīža kustas veenmērigi uz leju pee D eegūtā ātrumā. Pēdejo dabujam, saskaitidami sekundes, kuŗās svars nonāk līdz E un izmērodami atstātumu DE. Zinot krišanas laiku no S līdz D, mēs dabujam sakaru starp v un t. Tā izdaritee eksperimenti rāda, ka krišanas ātrums ir veenmēr laikam proporcionals, pee kam proporcionalitates faktors veenadibā $v=gt$ — smaguma spēka paātrinajums — ir veenmēr veens un tas pats.

Bet ari Atwood'a metode nav peeteekoši preciza, lai ar viņu varetu dabūt ši svarigā leeluma g īsto vērtibu. Labakus rezultatus te sneedz novērojumi ar pendeļa svārstibam, par ko runasim § 38. Izrādas, ka g mainas ar veetu virs zemes (veetas platuma grādu), bet noteiktā veetā viņš ir pilnigi pastāvigs leelums. Preekš Rigas viņa skaitliskā vērtiba ir

$$g = 981{,}5\ \frac{cm}{sec^2}.$$

§ 16. Skalari. Vektori. Vektoru zuma. Daudzu fizikaļu leelumu raksturojumam peeteek uzrādit veenigi viņu skaitlisko vērtibu. Pee tādeem peeder gaŗums, platums, laukums, darbs, kāda ķermeņa masa, temperatura u. t. t. Viņus sauc par skalareem leelumeem jeb veenkārši skalareem. Bet ir ari daudzi leelumi, kas veenmēr ir saistiti ar noteiktu virzeenu. Tapēc viņus definejot jaņem vērā ari pēdejais. Šos leelumus sauc par vektorieleem leelumeem jeb vektoreem. Pee tādeem peeder, starp citu, ari kustibas ātrums un paātrinajums.

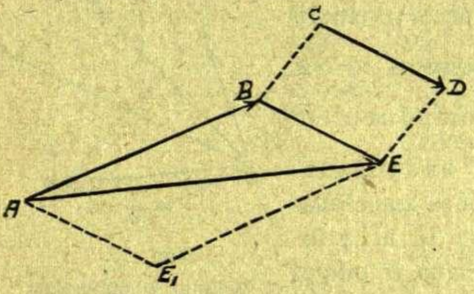
Vektors ir pilnigi definets tikai tad, ja ir zinamas abas viņa pazīmes: skaitliskā vērtiba un virzeens. Tapēc ja mainas kaut ari veena no viņam, mainas ari vektora leelums. Tā, ja kāds punkts veenveidigi kustas pa līku liniju, tad, kaut gan ātruma skaitliskā vērtiba paleek visu laiku ta pati, tomēr viņa virzeens pastāvigi mainas; tapēc šāda kustiba ir maiņus-kustiba. Šīs īpašibas pēc bez eepreekšejas norunas nevar vektoreem peeleetot pazīstamās matematiskās operacijas. Divu vektoru zuma, peem., ari ir vektors, kam ir divas pazīmes, un abas viņas radušās no ņemto vektoru pazīmem. Tapēc te janorunā, ko saukt par vektoru zumu, diferenci, produktu u. t. t. Visātraki teek te skaidribā, ja leeto grafiskā attēlojuma ceļu. Vektoru attēlo grafiski, velkot viņa virzeenā liniju un ņemot uz viņas tik daudz gaŗuma veenibu, peem., *cm*, cik pats vektors satur savu. Tā, peem., kādas kustibas ātruma vektoru, kuŗš satur sevī $4\frac{cm}{sec}$ un ir vērsts horicontali pa labi, var grafiski attēlot kā bultu AB (zīm. 12). A ir vektora sākums, B viņa gals.



Zīm. 12. Vektori.

Vektoru apzīmē dažadeem simboleem. Turpmak mēs viņus apzīmesim rakstidami blakus viņa sākuma un gala nosaukumus un likdami virs viņeem bultu: $\overrightarrow{AB}$.

Veegli ir saprast, ka katra vektora sākumu, un līdz ar to viņu pašu, var pārcelt no veenas veetas uz otru, jo neveena no vektora pazīmem ar to nemainas. Tapēc vektori $\overrightarrow{AB}$ un $\overrightarrow{A_1B_1}$ zīm. 12 ir identiski. Šo īpašibu izleeto definejot vektoru zumu, resp. diferenci. Peeņemsim, ir jasaskaita vektori $\overrightarrow{AB}$ un $\overrightarrow{CD}$ (zīm. 13.). Pārceļot $\overrightarrow{CD}$ tā, lai viņa sākums C sakrīt ar $\overrightarrow{AB}$ galu, mēs dabujam jaunu vektoru $\overrightarrow{BE} = \overrightarrow{CD}$. Eedami no A uz B un tad uz E, mēs noejam tikdaudz gaŗuma veenibu, cik viņu ir abēem vektoreem kopā; ir eevēroti tad ari viņu virzeeni. Tā galā mēs nonākam pee E. Bet tas pats ir



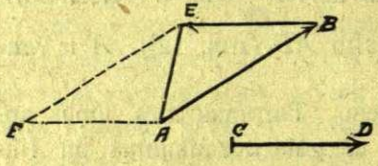
Zīm. 13. Vektoru zuma.

panākams ejot teeši no A uz E. Tapēc vektoru $\overrightarrow{AE}$ var saukt par vektoru $\overrightarrow{AB}$ un $\overrightarrow{CD}$ zumu un definet kā ta trīsstūŗa ABE trešo malu, kuŗa pārejās divas ir ņemtee vektori: $\overrightarrow{AB}+\overrightarrow{CD}=\overrightarrow{AE}$. Papildinot $\triangle ABE$ ar vektoreem $\overrightarrow{AE_1}=\overrightarrow{BE}=\overrightarrow{CD}$ un $\overrightarrow{E_1E}=\overrightarrow{AB}$, mēs dabujam paralelogramu $ABEE_1$, kuŗa gaŗakā diagonale ir vektors $\overrightarrow{AE}$: divu vektoru zuma dabujama kā uz viņeem konstruetā paralelograma gaŗakā diagonale.

Ja saskaitami vairaki vektori, vispirms atrod kādu viņu divu zumas vektoru, tad pēdejo saskaita ar trešo vektoru, dabuto zumas vektoru ar ceturto u. t. t.. Tā galā rodas veens vektors — visu ņemto zuma.

Vektoru $\overrightarrow{AB}$ un $\overrightarrow{CD}$ diferenci var uzlūkot kā $\overrightarrow{AB}$ un $-\overrightarrow{CD}$ zumu:

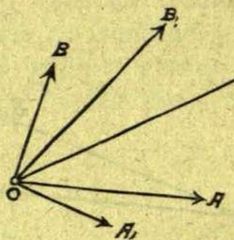
$$\overrightarrow{AB}-\overrightarrow{CD}=\overrightarrow{AB}+(-\overrightarrow{CD}).$$



Zīm. 14. Vektoru diference.

Tapēc, pārceļot $\overrightarrow{CD}$ uz punktu B (zīm. 14) uu velkot viņu pretejā virzeenā $\overrightarrow{BE}$, mēs dabujam mekleto diferenci kā $\overrightarrow{AE}$. Zīmejumā redzams, ka viņa ir veenada ar uz abeem vektoreem $\overrightarrow{AB}$ un $\overrightarrow{CD}$ konstruetā paralelograma īsako diagonali.

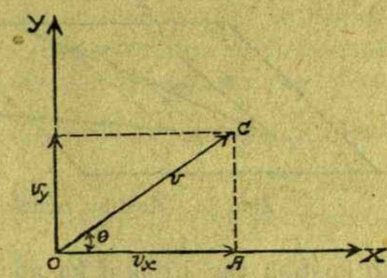
§ 17. Vektoru sadalīšana komponentēs. Pag. § sacitais rāda, ka kuŗu katru vektoru var uzlūkot kā divu, vaj vairaku vektoru zumu. Tā, peem., vektoru $\overrightarrow{OC}$ zīm. 15 var eedomatees kā cēlušos no $\overrightarrow{OA}$ un $\overrightarrow{OB}$. Viņus sauc par $\overrightarrow{OC}$ komponentem un viņu atrašanu par vektora $\overrightarrow{OC}$ sadalīšanu. Kā redzam, ši sadališana ir vektoru zumešanai preteja darbiba. Bet starp viņām ir ari principiela atšķiriba. Vektoru zumešana ir pilnigi noteikta darbiba, jo divu vektoru zuma ir pilnigi definets vektors; sadališana komponentēs, turpreti, ir nenoteikts uzdevums, jo $\overrightarrow{OA}$ un $\overrightarrow{OB}$ ir ne veenigais eespējamais komponentu pāris. Kā veegli redzams, tāds var būt kuŗš katrs cits, kam $\overrightarrow{OC}$ ir



Zīm. 15.
Vektora komponentes.

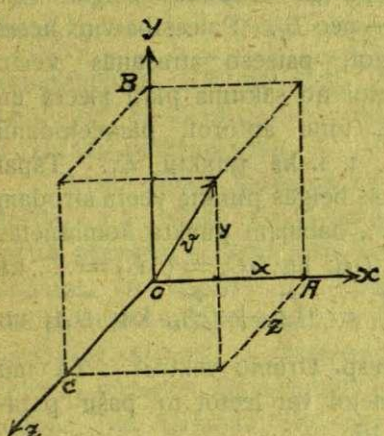
paralelograma gaŗakā diagonale, un tādu ir bezgala daudz. Tapēc, lai te atrisinajums būtu noteikts (veennozīmigs), vajadzigi vēl papildu noteikumi.

Visveenkāršakais — un praktikā ari svarigakais — gadijums ir tas, kuŗā abam meklejamām komponentem jabūt normalām veenai pret otru. Tad peeteek, uzrādot veenas komponentes virzeenu. Ņemsim vektoru $\overrightarrow{OC}$ un vilksim no viņa sākuma O koordinatu asis OX un OY un tā, lai veena no viņām sakristu ar šo virzeenu (zīm. 16). Tad $\overrightarrow{OA}$ un $\overrightarrow{OB}$ ir mekletās ortogonalās kompontentes. Viņas sauc ari par vektora $\overrightarrow{OC}$ projekcijam.



Zīm. 16. Ortogonalās komponentes.

Apzīmesim tālak ar v ņemtā vektora skaitlisko vērtibu un ar θ lenķi starp viņa virzeenu un OX asi, kā zīmejumā redzams, tad $OA = v_x = v \cos\theta$ un $OB = v_y = v \sin\theta$. Tas dod $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ — vektora skaitlisko vērtibu, ja zinamas viņa ortogonalās komponentes (projekcijas); viņa virzeens ir noteikts ar $tg\,\theta = \frac{v_y}{v_x}$. Eegaumejot, ka trīsstūrī OCA, OA un $AC = OB$ ir katetes, un OC-hipotenuze, to pašu rezultatu dabujam ari ģeometriskā ceļā.



Zīm. 17. Komponentes telpā.

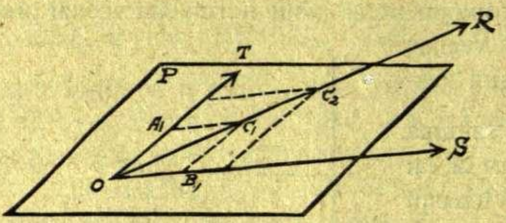
Līdzigu paņēmeenu var leetot, ja kāds vektors jasadala trijās ortogonalās projekcijās - komponentēs, (telpā, zīm 17). Tad OA, OB un OC ir mekletās komponentes v_x, v_y, v_z. Kā redzams no zīmejuma, te dotais vektors v ir ta paralelepipeda diagonale, kas ir konstruets uz v_x, v_y, v_z kā šķautnem. Tapēc atkal ģeometrisku īpašibu dēļ mēs dabujam

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}.$$

Tā ortogonalā koordinatu sistemā katrs vektors ir ar viņa projekcijam (komponentem) pilnigi definets.

§ 18. Kustibu un ātrumu zumešana. Kā jau minets § 16, ātrums un paātrinajums ir vektori, tapēc viņus zumejot, resp. komponentēs sadalot, var leetot pēdejos divos §§ norāditās metodes. Janoskaidro tikai eepreekš, kāda ir šo vektoru zumas un pašas zumešanas fizikalā nozīme.

Peeņemsim, plate P zīm. 18 kustas virzeenā OS un tanī pašā laikā pa viņas virsmu eet materiels punkts O virzeenā OT. Kāda ir ši punkta kustiba novērotajam, kas stāv no plates nomaļus? Vispirms te sakams, ka punktam ir tikai veens kustibas virzeens, jo veenā un tanī pašā mirklī divās dažādās veetās atrastees viņš nevar; tā tad viņam ir tikai veena kustiba. Acimredzot, šo kustibu var uzlūkot kā abu pirmo kustibu kopotni (zumu). Tā rodas kustibu zumešanas jēdzeens. No otras puses, kā katrai citai, tā ari šai kombinetai kustibai ir noteikts virzeens (ceļš), un veenā laika veenibā noeets ceļa gabals (ātrums). Abas šīs pazīmes cēlušās no kombinejamo kustibu pazīmem. Tapēc, kustibu zumas jēdzeenam blakus varam nostādit viņu virzeenu un ātrumu zumas jēdzeenu, ar to saprazdami kombinetās kustibas virzeenu un ātrumu.



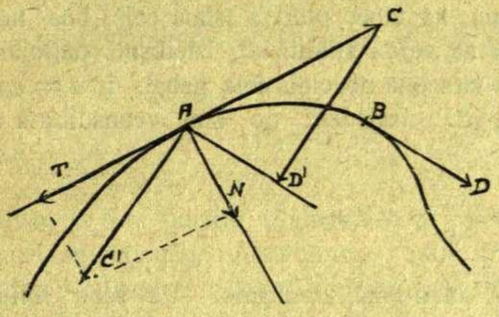
Zīm. 18. Kustibu zumešana.

Peeņemsim, ka plate un punkts kustas veenveidigi, ar ātrumeem $v_1 = \overrightarrow{OB_1}$ un $v_2 = \overrightarrow{OA_1}$. Tad par noteekošo varam spreest tā. Ja punkts kustetos tikai virzeenā OT, tad pirmās sekundes beigās viņš atrastos pee A_1, ja tikai virzeenā OS — pee B_1. Pateesibā viņš neeet ne pa veenu, ne pa otru. Acimredzot, pateeso atrašanās veetu pirmās sekundes beigās dabusim, turedami no sākuma plati meerā un ļaudami punktam noeet līdz A_1, un tad, viņu apturot, pārveetodami plati viņas kustibas virzeenā par A_1C_1, t. i. kā punktu C_1. Tāpat rīkodamees pa otrās sekundes laiku, viņas beigās punkta veetu atrodam pee C_2, u. t. t. Saveenojot O, C_1, C_2..., dabujam punkta kombinetās kustibas realo virzeenu kā taisnu liniju OR, un $OC_1 = C_1C_2 = \ldots$ kā viņas ātrumu. Zīm. 18 redzams, ka $\overrightarrow{OC_1} = \overrightarrow{OA_1} + \overrightarrow{OB_1}$, kur $\overrightarrow{OA_1}$ un un $\overrightarrow{OB_1}$ ir kombinejamo kustibu ceļu, resp. ātrumu vektori. Tā tad ari kustibas, viņu ceļus un ātrumus zumejot var leetot to pašu paralelograma likumu, par kuŗu runajām § 16.

Ja kustibas, resp. viņu ātrumus var zumet, tad viņus var ari komponentēs sadalit. Tapēc kuŗas katras kustibas ātrumu var uzlūkot kā divu, vaj vairaku ātrumu zumu. Šādam paņēmeenam daudzos spreedumos mechanikā ir leela nozīme.

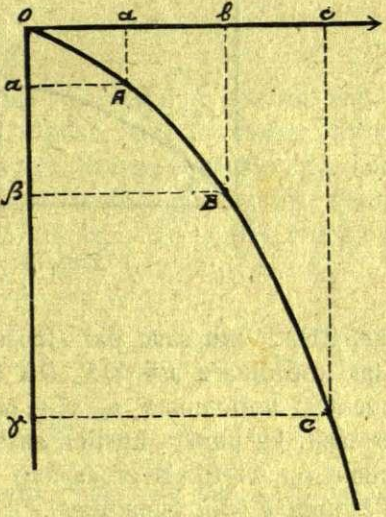
Divu vaj vairaku paātrinajumu zumu saprasdami kā no abām ņemtām paātrinatām kustibam radušās kombinetās kustibas paātrinajumu, mēs redzam, ka viss nupat sacitais atteecinams ari uz paātrinatu kustibu zumešanu.

Kā peemēru ņemsim punkta kustibu pa patvaļiga veida līku liniju (zīm. 19). Apzīmesim ar t_1 mirkli, kad punkts atrodas pee A un ar $\overrightarrow{AC}$ ša mirkļa kustibas ātrumu. Kādā nākamā mirklī t_2 punkts būs pee B un kustesees ar ātrumu $\overrightarrow{BD}$. Pārceļot $\overrightarrow{BD}$ uz $\overrightarrow{AD'}$, atstājot viņa virzeenu negrozitu, mēs redzam, ka laika sprīdī $t_2 - t_1 = \triangle t$ kustibas ātrums no AC ir tapis AD', t. i. ir mainijees par $\overrightarrow{CD'}$. Tapēc $lim \frac{CD'}{\triangle t}$ te ir paātrinajuma skaitliskā vērtiba, un $\overrightarrow{CD'}$ viņa virzeens. Pārcelsim $\overrightarrow{CD'}$ pee A un vilksim no pēdejā ceļa linijas tangenti AT un normali AN. Kā zinams, abas viņas kurā katrā linijas punktā ir normalas veena pret otru. Tapēc paātrinajuma vektoru $\overrightarrow{AC'}$ var noteikti sadalit divās ortogonalās komponentēs $\overrightarrow{AT}$ un $\overrightarrow{AN}$. Pirmo sauc par tangencialo, otro par normalo paātrinajumu.



Zīm. 19.
Tangencialais un normalais paātrinajums.

§ 19. Slīps kriteens un sveedeens. Kā tāļako pag. paragrafos sacitā peemēru ņemsim kāda ķermeņa krišanu, un vispirms to gadijumu, kad ķermenis tanī pašā laikā ir speests pastāvigā ātrumā v_0 kustetees horicontalā virzeenā (horicontali izšauta lode). Tad krišanas ceļš nav vairs taisna, bet līka linija. Šo gadijumu var saukt par slīpu kriteenu.



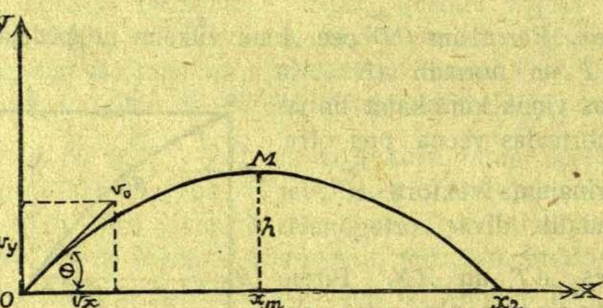
Zīm. 20. Slīps kriteens.

Peeņemsim, mirklī $t = 0$ ķermenis, resp. materielais punkts atrodas punktā O (zīm. 20), un vilksim no pēdejā koordinatu asis OX un OY zīmejumā rādītā virzeenā. Tad, ja nebūtu smaguma, punkts pirmās, otrās, trešās u. t. t. sekundes beigās atrastos punktos $a, b, c, \ldots$ un tad no O pa labi rēķinatee noeetee ceļa gabali būtu $Oa = x_1$, $Ob = x_2$, $Oc = x_3$ u. t. t. Bet smagums prasa, lai tajos pat brīžos punkts būtu pee α, β, γ u. t. t. un lai pirmās, otrās, trešās u. t. t. sekundes beigās noeetee ceļi būtu $O\alpha = y_1$, $O\beta = y_2$, $O\gamma = y_3$ u. t. t. Pēc pag. § sacitā mēs spreežam, ka tapēc punkta īstais ceļš būs nosprausts ar $O, A, B, C\ldots$ Viņa veida analitisko izteiksmi dabujam šādi. Kādā laikā t horicontalā virzeenā noeetais ceļa gabals ir $x = v_0 t$, un vertikalā uz leju — $y = \frac{1}{2} g t^2$. Izslēdzot no šīm veenadibām t, mēs dabujam

$$x^2 = 2\frac{v_0^{\,2}}{g}\,y = 2\,py.$$

Kā zinams, ši ir parabolas analitiskā izteiksme. Pa šādu liniju kustas katrs horicontali sveests un smagumam padots ķermenis.

Vispārigaks ir tas gadijums, kad punkta sākuma ātrums v_0 nav vis horicontals, bet dod ar horicontalo liniju kaut kādu lenķi θ



Zīm. 21. Slīps sveedeens.

(zīm. 21). Viņu sauc par slīpu sveedeenu. Ņemsim atkal ortogonalas koordinatu asis OX, OY kā zīmejumā un sadalisim v_0 divās komponentēs: horicontalā $v_{0x} = v_0 \cos\theta$ un vertikalā $v_{0y} = v_0 \sin\theta$. Tad var sacit, ka punkta kustiba sastādas no trim: horicontalā virzeenā ar ātrumu v_{0x}, vertikalā ar augšup vērstu ātrumu v_{0y} un vertikalā lejup ar ātrumu $v = gt$ (smagums). Šajos trijos virzeenos kādā laika sprīdī t noeetee ceļa gabali būtu:

$$x = v_0 \cos\theta \, . \, t \ldots\ldots\ldots (*)$$

$$y_+ = v_0 \sin\theta \, . \, t \qquad \text{(augšup)}$$

$$y_- = \tfrac{1}{2} g t^2 \qquad \text{(lejup)}$$

Ja $y_+ > y_-$, tad pēdejās divas kustibas dod ceļa gabalu $y = y_+ - y_- =$

$= v_0 \sin\theta \,.\, t - \frac{1}{2} g t^2$, vērstu augšup. Izslēdzot no šīs un veenadibas (*) laiku, mēs dabujam

$$y = tg\,\theta \,.\, x - \frac{1}{2} \frac{g}{v_0^2 \cos^2\theta} x^2$$

— atkal parabolu, ar virsotni M. Viņā $y = 0$ ir tur, kur

$$x_1 = 0$$

un

$$x_2 = \frac{v_0^2}{g} \sin 2\theta.$$

Pirmais dod punkta izeju O, otrais veetu, kurā viņš otrreiz nonāk līdz horicontalai asij. Atstātumu x_2 sauc par sveedeena tālumu. No viņa izteiksmes redzam, ka viņš visleelaks tad, kad $\sin 2\theta = 1$, t. i. kad $\theta = 45^0$.

Atstātums $y = x_m M$ ir sveedeena augstums. Tā kā ceļa linija ir pilnigi simetriska, tad atteecigā abscise ir

$$x_m = \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{g} \sin 2\theta.$$

Eeleekot šo x_m sveedeena augstuma izteiksmē, viņa vērtibu h dabujam kā

$$h = \frac{v_0^2 \sin^2\theta}{2g}.$$

Realos gadijumos šee rezultati nav visā pilnibā peemērojami, jo tad loma peekrīt ari tai berzei, peem., gaisā, kas ķermenim sastopas ceļā. Tapēc realas leelgabala lodes ceļš drusku atšķiras no augšā uzzīmetās parabolas. Acimredzot, te pee veena un ta paša sākuma ātruma v_0 un θ sveedeena tālums būs mazaks. Leelgabala lodes realo ceļu gaisā sauc balistisko liniju.

Dinamika.

§ 20. Dinamika. Ņutona likumi. Līdz šim par kustibu runadami mēs intresejamees tikai par viņas formu un nepeegreezam nekādu vēribu viņu radošeem cēloņeem. Tā mēs eeguvam materialu, ko apraksta kinematika. Daudz plašakas top mechanikas robežas, ja kustibas aprakstot meklē ari viņu cēloņus.

Kustibu ir daudz, tā tad dažadi ir viņu cēloņi. Bet reti kad viņi teeši vērojami: pa leelakai daļai pati kustiba un mūsu pārleeciba, ka nekas dabā bez cēloņa nenoteek, ir veenigee viņu esamibas leecineeki.

Tā mēs novērojam, ka kāds meerā esošs ķermenis nekad pats no sevis nesāk kustetees, kustibā esošs nekad pats neapstājas un nemaina savu virzeenu, bet ka tas noteek tad, ja viņš nāk sakarā ar kādu citu. No ta mēs spreežam, ka starp pēdejo un domato ķermeni noteek kaut kāda savstarpeja darbiba, ka kaut kas starp viņeem darbojas. Šo „kaut ko" mēs saucam spēku (§ 2.)

Spēka jēdzeenu kā kustibas un paātrinajuma cēloni eevezdami, mēs velkam jaunus ceļus mechanikā, radam kustibu pētišanā un aprakstišanā jaunas metodes. No šī brīža katra kustiba nav japēta atsevišķi. Tā kā noteikts spēks veenmēr rada noteiktu kustibas veidu, tad mēs, zinadami ķermeni eespaidotajus spēkus, varam veenmēr uz preekšu paredzet kustibas raksturu. Līdz ar to rodas jauna mechanikas nodaļa, ko sauc dinamiku.

Dinamikas pamatlicejs ir Galileo Galilei (1564—1642). Ar eksperimentu peeradidams, ka līdz viņa laikam valdošee eeskati par krišanas parādibam ir maldigi, viņš uzstādija pareizus krišanas likumus (§ 15) un no viņeem izlasija proporcionalitati starp spēku un paātrinajumu. Slīpu sveedeenu analizedams, viņš mēģinaja eet tāļak un peerādija, ka divu spēku darbibas uz kāda ķermeņa ir neatkarigas veena no otras. Tā ar savu domu gaitu viņš sagatavoja zemi dinamikai. Bet līdz plašakam viņas principu formulejumam viņš netika. To panāca Ņutons savos „Philosophiae naturalis principia mathematica", kas pirmā izdevumā iznāca 1687. gadā. Šinī eevērojamā grāmatā dinamikas pamatprincipi izteikti triju likumu (Ņutona kustibas likumi) veidā. Pirmais runā par ķermeņa meera un kustibas stāvokli un teem eemesleem, kas ķermeni speež viņa kustibu mainit. Kā visas ta laika zinatniskās grāmatas, Principia uzrakstiti latiņu valodā. Pirmais likums skan:

Corpus omne perseverare in statu suo quiescendi vel movendi uniformiter in directum, nisi quatenus illud a viribus impressis cogitur statum suum mutare, t. i:

Katrs ķermenis cenšas palikt savā meera vaj taisna virzeena veenveidigas kustibas stāvoklī tik ilgi, kamēr veen viņu kādi peelikti spēki nepeespeež savu stāvokli mainit.

Viņš izsaka tā saucamo veelas inerces principu. Ja ķermenis stāv meerā, tad viņš ari cenšas meerā palikt. Lai šo viņu cenšanos salaustu, lai viņu eekustinatu, tad vajadzigs spēks — vis impressa. Tāpat ja ķermenis kustas veenveidigi taisnā linijā: viņš cenšas savu kustibu paturet un virzeenu maina, vaj apstājas tikai tad, ja viņam preti rodas kāds spēks. Tā tad, no veenas puses, veela ir inerta, no otras — kustiba var mainitees tikai tur, kur ir kāds spēks. Tapēc kāds, reiz eekustinats un tad absoluti brīvi palaists materiels ķermenis kustas mūžigi un veenveidigi. Gan praktikā tas nav novērojams, jo zemes virsū neveens ķermenis nekādos apstākļos nav absoluti brīvs — viņu veenmēr eespaido šāds vaj tāds vis impressa (dažadas berzešanās u. t. t.) Tapēc Ņutona pirmais dinamikas likums uzlūkojams kā ideala gadijuma apraksts.

§ 21. Otrais dinamikas likums. Masa. Otrais Ņutona pamatlikums ceeši saistits ar pirmo. Ja kustibas maiņai vajadzigs spēks, tad ari otrādi — ja spēks ir, tad kustibai nepeeceešami janoteek:

Mutationem motus proportionalem esse vi motrici impressae et fieri secundum lineam rectam, qua vis illa imprimitur, t. i.

Kustibas maiņa ir proporcionala peeliktajam dzineja spēkam un noteek tās taisnās linijas virzeenā, kurā spēks darbojas.

Ar kustibas maiņu še var saprast ātruma leeluma mainišanos, tā tad paātrinajumu. Pēdejā virzeens tad ir veenads ar spēka virzeenu, viņa skaitliskā vērtiba šim spēkam teeši proporcionala. Apzīmedami spēka leelumu ar f, paātrinajumu ar a, mēs rakstam

$$a = cf;$$

c še ir proporcionalitates faktors.

Bet nu novērojumi rāda, ka ķermeņa paātrinajums atkarajas ne tikai no spēka. Tā ja ar veenu un to pašu spēku, peem., kādas savilktas atsperes treeceenu dzen uz preekšu divas no veena materiala pagatavotas lodes, veenu leelaku, otru mazaku, tad leelakā eegūst mazaku, un mazakā leelaku paātrinajumu. Ja viņas abas veenada leeluma, bet izgatavotas no dažada materiala, peem., veena no koka, otra no svina, tad pirmās paātrinajums daudz leelaks par otrās. To pašu novērojam ari pee Atwood'a aparata: zem veena un ta paša pārsvara q eespaida veenreiz laizdami krist mazakam, otreiz leelakam n (§ 15.), mēs otrā gadijumā atrodam mazaku paātrinajumu. Tā tad paātrinajumu noteic ne tikai spēka leelums, bet ari ta materiala īpašibas un daudzums, no kura domatais ķermenis pagatavots. Šee novērojumi māca, ka ja šo īpašibu var ar kādu leelumu m raksturot, tad paātrinajums ir viņam preteji proporcionals. Tā tad augšejā formulā c nav tīrs, tikai no mēru veenibu sistemas atkarigs proporcionalitates faktors, bet gan savukārt $c = k\frac{1}{m}$. Tapēc

$$a = k\frac{f}{m}.$$

Leelumu m sauc par ķermeņa masu. No augšā sacitā redzams, ka viņa ir jo leelaka, jo leelaks ir ķermeņa veelas daudzums. Ši veenadiba rāda, ka kāda ķermeņa eegūtais paātrinajums ir darbojošamees spēkam teeši, un viņa masai preteji proporcionals.

Tā tad, ja runā par otrā dinamikas likumā mineto kustibas maiņu, vērā jaņem ir ari masa. Rakstot augšejo veenadibu kā:

$$f = \frac{1}{k} m\, a$$

un atmīnot, ka $a = \frac{\triangle v}{\triangle t}$, mēs dabujam

$$f = k\, \frac{\triangle (mv)}{\triangle t}.$$

($m \triangle v = \triangle (mv)$ tapēc, ka m ir no laika neatkarigs)

Tas rāda, ka nevis ātruma v, bet gan leeluma mv maiņa ir spēka eedarbes sekas. mv sauc ķermeņa kustibas daudzumu jeb viņa momentu.

Izvēlotees mēru sistemu tā, lai proporcionalitates faktors $k = 1$, mēs dabujam

$$f = ma.$$

Tas var noderet divu masu salīdzinašanai. Leetodami veenu un to pašu spēku f, mēs preekš divam masam m_1 un m_2 dabujam

$$f = m_1\, a_1$$
$$f = m_2\, a_2,$$

no kureenes

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_2}{a_1}.$$

§ 22. Spēka veeniba. Svars. Peeņemdami noteiktas paātrinajuma un masas veenibas, mēs pēc nupat sacitā varam uzstādit noteiktu, no katra subjēktivisma (§ 2.) brīvu spēka veenibu. Paātrinajuma veeniba *CGS*-sistemā ir $\frac{cm}{sec^2}$; masas veeniba — grams kā 1 cm^3 ūdens masa pee $4^0 C$. Leekot $m = 1\, gr$ un $a = 1\, \frac{cm}{sec^2}$, mēs dabujam

$$f = 1.\frac{cm}{sec^2}\, gr:$$

spēka veeniba *CGS*-sistemā ir spēks, kas 1 grama masai peedod $1 \frac{cm}{sec^2}$ paātrinajuma. Viņu sauc dini. Spēka dimensija ir

$$[f] = cm.gr.sec^{-2}.$$

Spēka veeniba ir jau no visam trim pamatveenibam atvasinata.

Zemes virsū uz katru ķermeni darbojas viņas peevilkšanas spēks. Ja ķermenis ir brīvs, viņš seko šim spēkam un krītot eegūst zinamu paātrinajumu. Ja pēdejo apzīmē ar g (§ 15.) un ķermeņa masu ar m, tad

$$f = mg.$$

Ja krišanai kāds šķērslis ceļā, ķermenis uz viņu izdara speedeenu, ko saucam ķermeņa svaru. Acimredzot šis speedeens ir veenads ar spēku f. Apzīmedami viņu ar p, mēs dabujam

$$p = mg.$$

Parasti ir peeņemts kāda ķermeņa svaru un masu izteikt veenās un taīs pašās veenibās — gramos (§ 7.). Bet nupat uzrakstitā veenadiba rāda, ka svars un masa ir pavisam dažadas leetas. Svars savā būtibā ir spēks, mērojams dinēs, ar dimensiju $cm.gr.sec^{-2}$; masa turpreti — veelas īpašiba ar dimensiju gr. Tapēc, leetojot veenibu „grams" mums jabūt uzmanigeem, lai neceltos pārpratumi.

Likdami $g = 981{,}5 \frac{cm}{sec^2}$ no § 15, kāda ķermeņa svaru, kura masa ir m gr, mēs dabujam kā

$$p = 981{,}5 . m \text{ (dines).}$$

Tā tad veena masas gr. svars ir 981,5 dines, un otradi — veena dine ir $\frac{1}{981{,}5}$ gr, t. i. gandrīz 1 mg.

g nav pastāvigs leelums, bet mainas līdz ar veetu zemes virsū (§ 35.), tapat ari ar augstumu (§ 34.). Tapēc ari kāda ķermeņa svars nav dažadās veetās un augstumos veens un tas pats. Viņa masa turpreti — viņā esošās veelas daudzums — ir pilnigi no veetas un augstuma neatkarigs. Masa ir ķermeņa inerces mērs un kā tāda — pastāviga.

No sacitā redzams, ka spēku var mērot divejadi: diņamiski, izteicot viņu dinēs, un statiski, kā svara veenibās izteiktu speedeenu. Pēdejo sevišķi leeto technikā, ņemot kilogramu kā veenibu.

§ 23. Spēku zumešana. Spēks, turedams kādu ķermeni meerā (līdzsvarā) vaj radidams viņa kustibā paātrinajumu, ir veenmēr saistits ar noteiktu virzeenu. Viņš, tāpat kā ātrums un paātrinajums, ir vektors. Tapēc spēkus var saskaitit, atskaitit, sadalit komponentēs u. t. t. pēc §§ 16. un 17. norāditām metodem (paralelograma likums). Divu vaj vairaku spēku zumu sauc par viņu kopotni jeb rezultanti. To veetu, pareizaki — punktu, kur spēks darbojas, sauc par viņa peelikšanas punktu. Peelikšanas punkts ir spēka vektora sākums.

§ 24. Spēka impulss un ķermeņa moments (kustibas daudzums). Spēka darbibas sekas ir kustibas maiņa. Bet tā kā veela ir inerta un jo vairak, ko leelaka viņas masa, tad šinī maiņā ari pēdejai ir sava loma, un sevišķi tur, kur spēks darbojas tikai īsu laiku (treeceens, eksplozija). Kā mēs redzejam § 21, te peeliktais spēks izeet nevis ātruma v, bet leeluma mv — ķermeņa momenta jeb kustibas daudzuma — maiņā. Tapēc, ja pirms spēka eedarbošanās (laiks $t_0 = 0$) ķermeņa ātrums bija v_1 un moments mv_1 un pēc kāda laika t tee ir v_2 un mv_2, tad $f = \frac{mv_2 - mv_1}{t}$, no kureenes

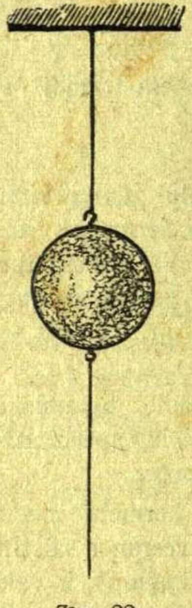
$$ft = mv_2 - mv_1.$$

Ja sākumā ķermenis bij meerā ($v_1 = 0$), tad, apzīmejot v_2 ar v, mēs rakstam:

$$ft = mv.$$

Leelumu ft sauc spēka f impulsu. Dabutais sakars rāda, ka ķermeņa eegūtais moments ir veenads ār peeliktā spēka impulsu.

Parādibās, kas saistitas ar laiku, mēs varam runat par viņu gaitas ātrumu — iztirzajamā gadijumā par spēka darbibas pārejas ātrumu. Ari spēka pārejai ir vajadzigs zinams laiks, un jo leelaks, jo leelaka ir ķermeņa masa (inerce). Ka tas tā, to rāda sekošee novērojumi. Deezgan izturigā deegā ir eekārta smaga lode (zīm. 22.), kuŗas apakšpusē savukārt peestiprinats tāda paša resnuma deegs. Ja lodi pee apakšejā deega velk lēni uz leju, zinamā brīdī pārtrūkst augšejais deegs. Ja, turpreti, apakšejo deegu rauj strauji („cērt“), pārtrūkst viņš pats, un tas noteek pat tad, ja viņš ir div-, trīs- un pat vairakkārt resnaks un izturigaks par augšejo. Pirmā gadijumā mūsu muskuļu spēks darbojas peeteekoši ilgi, viņa darbiba paspēj pārvaret lodes inerci un pāreet uz augšejo deegu. Uz pēdejo tad darbojas muskuļu spēks + lodes moments M, tā tad par M vairak nekā uz apakšejo deegu; tapēc ari trūkst viņš un ne apakšejais. Otrā gadijumā turpreti, īsa darbibas laika un leelās lodes inerces pēc, velkošā spēka darbiba nepaspēj pāreet uz augšejo deegu, bet visa aprobežojas apakšejā. Lodes inerce (masa) te ir itkā aizsargs, kas aprij cauri viņai ejošo spēka plūsmu. Tā tad noteicejs te ir ne spēks, bet viņa impulss.



Zīm. 22.

Pusvērtām durvim cauri šauta lode ir tāļakais spēka impulsa peemērs: lode izskreen durvim cauri, viņas neaiztaisidama, kaut gan viņas raditā speedeena tam peeteek. Rūtij cauri skreedama lode atstāj viņā tikai neleelu caurumiņu. Abos šajos gadijumos lode, pateicotees savam leelam ātrumam, atrodas tik īsu b.īdi saskarā ar durvju resp. rūts masu, un līdz ar to viņas raditais speedeens (spēks) darbojas tik īsu laiku, ka šīs leelās masas nepaspēj eegūt peeteekoši leelu ātrumu, kā tas, peem., noteek ar rūti, ja lodes veetā ņem mazakā ātrumā sveestu akmeni.

§ 25. Actio in distans. Trešais dinamikas likums. Spēka definicija rāda, ka viņš ir neškirami saistits ar veelu. Tapēc katrreiz, kad mainas kāda ķermeņa kustiba, mēs slēdzam, ka tuvumā ir kāds otrs, vaj vairaki ķermeņi. Tā tad pateesibā spēka definicijai vajadzigi divi ķermeņi (veelas daudzumi): spēka avots un tas objekts, pee kuŗa viņa darbiba parādas.

Spēka darbiba var pāreet no veena ķermeņa uz otru divejadi: abeem viņeem teeši saskarotees (treeceens, speedeens) vaj kādam trešam ķermenim — vidutajam — palīdzot (vilkšana aiz šnores). Pee pēdejā pārejas veida peeder ari dažadās elektriskās, magnetiskās, gravitacijas u. t. t. a t r a k c i j a s (peevilkšanas). Tā saberzets ceetgumijas vaj stikla steenis peevelk deezgan tāļus papira gabaliņus vaj citus veeglus preekšmetus; magnets — dzelzs skaidas, naglas u. c.; zeme — paceltus ķermeņus. Rodas gan eespaids, ka te darbiba noteek iztālem, bez vidutaja, jo magnets peevelk dzelzi, zeme akmeni ari vakuumā, t. i. absoluti tukšā telpā. Tapēc agraki šāda veida darbibu apzīmeja kā a c t i o i n d i s t a n s (darbiba tāļumā). Bet mūslaiku doma ar to nevar apmeerinatees. Novērojumi rāda, ka elektriskās, magnetiskās un varbūt ari gravitacijas parādibas izplatas nevis pēkšņi, bet ar aprobežotu -- kaut gan visai leelu — ātrumu, un tas nav saveenojams ar actio in distans jēdzeenu. Tapēc modernā fizika turas pee uzskata, ka ari dažadās atrakcijās ir vidutajs, kaut gan viņš nevar būt materielas dabas. Viņu sauc e t e r i. Tuvaki par viņu mums būs runa sakarā ar elektromagnetisko parādibu aplūkošanu.

Bet ja spēks veenmēr saistas ar veelu, tad, domajams, ari ar katru viņas daudzumu (pat vismazako), un ja kāds viņas daudzums A darbojas uz kādu otru daudzumu B, tad B ar tādu pašu spēku darbojas uz A. Šo atziņu Ņutons formuleja kā t r e š o d i n a m i k a s l i k u m u šādi:

A c t i o n i c o n t r a r i a m s e m p e r e t a e q u a l e m e s s e r e a c t i o n e m, s i v e c o r p o r u m d u o r u m a c t i o n e s i n s e m u t u o s e m p e r e s s e a e q u a l e s e t i n p a r t e s c o n t r a r i a s d i r i g i:

D a r b i b a i i r v e e n m ē r p r e t e j i v ē r s t a u n v e e n a d a p r e t d a r b i b a, j e b d i v u ķ e r m e n u s a v s t a r p e j ā s d a r b i b a s i r v e e n m ē r v e e n a d a s u n v ē r s t a s p r e t e j o s v i r z e e n o s.

Sparigi sveests akmens, atsitotees pret kādu otru, zaudē daļu no sava ātruma; līdz ar to mazinas viņa kustibas daudzums. Otrā akmeņa ātrums un kustibas daudzums peeņemas un taisni par tik, cik pirmais zaudejis. Tā tad te no veena akmeņa uz otru ir pārgājusi zinama leeluma veenada un preteji vērsta darbiba. Ja otrais akmens ir pārak leels, viņa eegūtais paātrinajums ir mazs, bet viņa kustibas daudzuma peeaugums veenmēr ir veenads ar pirmā akmeņa momenta zaudejumu (peeņemot, ka abi akmeņi deezgan elastigi, § 67).

Vēl jo saprotamaka ir šī doma divu kermeņu savstarpejas peevilkšanās, peem., zemes lodes un krītoša akmeņa gadijumā. Ja akmeņa masa ir m, tad zeme viņu peevelk ar spēku $f = mg$, kur g ir krītot eegūtais paātrinajums $= 981 \frac{cm}{sec^2}$ (Rigā). Bet ari zemi peevelk akmens, ari viņa „krīt" akmenim preti; tikai, pateicotees viņas pārak leelai masai M, eegūtais paātrinajums G te ir mazs. Uz trešā likuma pamata mēs rakstam:

$$mg = MG,$$

no-kureenes

$$\frac{G}{g} = \frac{m}{M}.$$

Zems lodes masa apaļos skaitļos ir $5 . 10^{24}$ *kg*. Pee 5 *kg*. smaga akmeņa tas dod $\frac{G}{g} = 10^{-24}$, praktiski ņemot $= 0$; tapēc krīt, t. i. kustas, tikai akmens.

Citadi tas ir, ja abas peevelkošās masas ir veena ar otru salīdzinamas. Tad abu ķermeņu eegūtee paātrinajumi ir veenās leeluma robežās un „krišana" ir abpuseja. Pee šī jautajuma mēs atgreezisimees § 34, kad runasim par gravitaciju.

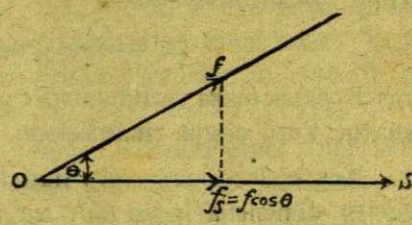
§ 26. Darbs. Spars. Enerģija. Spēka darbibu mēs mērojām ar viņa impulsu ft, bet ta nav veenigā eespējamiba. To pašu var panākt, eevedot spēka padaritā darba jēdzeenu.

Ja ķermeņa kustibai ir ceļā kāds nepārtraukts šķērslis, peem., berzešanās, tad lai kustibu uzturetu, dzinejam spēkam viņš jāpārvar. Tapēc spēks, ķermeni pret šķērsli virzidams, dara darbu. Padaritā darba leelums, kā veegli redzams, atkarajas no pārvaramās pretestibas leeluma un no peeliktā spēka f. Bet pretestiba ir jo leelaka (vairak bijis jastrādā), jo leelaks ceļa gabals ir pret spēku noeets. Tapēc, apzīmedami padaritā darba leelumu ar w, peelikto spēku ar f un noeeto ceļu ar s, mēs rakstam:

$$w = fs.$$

Bet ne katrreiz ķermenis eet tanī virzeenā, kurā darbojas peeliktais spēks f. Tapēc darba leeluma isteiksmē jaņem vērā ari leņķis starp f un s. Nav grūti saprast, ka nu darbojas ne spēks f, bet tikai ta viņa komponente $f_s = f\cos\theta$, kas vērsta ceļa s virzeenā (zim. 23) Tapēc vispārigi

$$w = fs\cos\theta.$$



Zīm. 23.

No šīs izteiksmes redzam, ka $w=0$, ja $f=0$, vaj ja $s=0$, vaj ari ja $\cos\theta = 0$, t. i, ja $\theta = \frac{\pi}{2} = 90^0$. Tā tad par darbu var runat tikai tad, ja s nav 0, t. i. ja noteek pārveetošanās. Tapēc, speezdami, peem., ar visu savu spēku pret zemi, nekustamu seenu u. t. t., mēs, neskatotees us visām pūlem, nekādu d a r b u nedaram.

Tapat darbu nedara pret kustibas virzeenu normali vērsts spēks$\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right)$ Tāds ir, peem., ideali gludas lodes svars, kura veenveidigi rit pa ideali gludu horicontalu plāksni.

Ja $\theta = 180^0$, tad $\cos\theta = -1$ un $w = -fs$. Tas nozīmē negativu darbu un jasaprot tā, ka ne pee ķermeņa ir darbs padarits, bet ka viņš pats tādu dara.

Ari inerce ir šķērslis, kuru pārvaredams spēks pastrādā darbu. Rodas jautajums, kā šis darbs (pozitivs vaj negativs) pee ķermeņa parādas? Peeņemsim veenkāršibas pēc, ka no sākuma ķermenis stāv meerā ($v_0 = 0$) un ka viņam peeliktais spēks $f = conts$, t. i. ka raditā kustiba ir veemērigi paātrinata. Tad pēc kāda laika t, kad ķermenis no savas meera veetas aizgājis spēka virzeenā s cm, viņa ātrums ir $v = at$, kur a ir spēka f raditais paātrinajums. Pee ķermeņa padaritais darbs ir fs. Bet ja ķermeņa masa ir m, tad $f = ma$ un $s = \frac{1}{2}at^2$. Šos leelumus padaritā darba izteiksmē likdami mēs dabujam

$$fs = \frac{1}{2}mv^2.$$

Te labā veenadibas pusē ir leelums $\frac{1}{2}mv^2$, kas raksturo ķermeņa īpašibu (stāvokli) pēc tam, kad pee viņa ir pastrādats darbs fs. Šo leelumu sauc ķermeņa s p a r u jeb k i n e t i s k o e n e r ģ i j u. Nupat uzrakstitā veenadiba saka, ka kāda ķ e r m e ņ a e e g ū t a i s s p a r s, r e s p. v i ņ a k i n e t i s k ā e n e r ģ i j a i r v e e n a d s a r t o d a r b u, k o s p ē k s p e e v i ņ a p a s t r ā d a j i s.

Darba veeniba $w = 1$ dabujama, ja leek $f = 1$ *dine* un $s = 1$ *cm*, t. i. kā tas darbs, ko pastrādā veena *dine* uz 1 *cm*. Viņu sauc ergu. Darba dimensija ir

$$[w] = dine.\ cm = gr.\, cm^2.\, sec^{-2}.$$

Ergs ir pārak maza veeniba, tapēc praktikā leeto 10000000 = (10^7) reizes leelaku, kuŗu angļu zinatneekam Joule'am par godu sauc džoulu.

Augšejais sakars starp darbu un kinetisko enerģiju rāda, ka ari pēdejās dimensija ir $gr.\ cm^2.\ sec^{-2}$. Tapēc ari viņu mēro ergos.

Padaritā darba leelums ir no laika neatkarigs. Bet ļoti beeži no svara zinat ne tikai paša darba leelumu, bet ari viņa intensitati. To dabū, dalot w ar laiku, t. i. kā veenā laika veenibā padarito darbu; viņu nosauc ar technikā eesakņojušos nosaukumu darba spēja jeb darba efekts. Darba efekta veeniba ir veenā sekundē padaritais džouļu skaits, kas ir uats — angļu techniķim J. Watt'am par godu. 100 uatu ir hekto-, 1000 uatu — kilouats. Ļoti beeži, sevišķi kādu svaru augstumā ceļot, kā darba spējas veenibu leeto kilogrammetru sekundē: $\frac{kg.\,m}{sec}$. Tā kā 1 kg svars ir 981.10^3 dines, 1 $m = 10^2$ *cm*, tad:

$$1\,\frac{kg.\,m}{sec} = 981\,.\,10^3\,.\,10^2 = 981\,.\,10^5\,\frac{erg}{sec} = 9{,}81\,\frac{Joule}{sec} = 9{,}81\ Watt.$$

736 *Watt* sauc 1 zirga spēku (*HP* = horse power) vaj (*PS* = Pferdestärke)

$$736\ Watt = \frac{736}{9{,}81} = 75\,\frac{kg\,.\,m}{sec} = 1\ HP.$$

Darba spējas dimensija ir

$$\frac{erg}{sec} = cm^2.\,gr\,.\,sec^{-3}.$$

Tā tad uats un zirga spēks nav ne spēks, ne darbs, bet jauns leelums, kas mēro darba intensitati.

§ 27. Kinetiskā un potencielā enerģija. Pag. § leelumam $\frac{1}{2}mv^2$ dotais nosaukums jo labi saprotams, ja tur dabuto veenadibu lasa no labās uz kreiso pusi:

$$\frac{1}{2}mv^2 = fs.$$

Tad viņa saka, ka katram ķermenim, kam zinams ātrums v, ir zinams spars un līdz ar to spēja darit darbu. Ātrumam mazinajotees, zūd ķermeņa spars, bet tanī pat laikā parādas tik pat leels (ergos) darba daudzums. Tapēc ari nosaukums — kinetiskā enerģija.

Enerģiju kā darit spēju definedami, mēs nevaram aprobežotees tikai ar kustibā esošeem ķermeņeem. Tā, peem., zemes virsū pacelts akmens ari spēj izdarit darbu, — vajag tikai ļaut viņam krist. Tā tad ari viņam ir zinama enerģija. Bet kinetiskā viņa nav, jo viņa ir nekustiga ķermeņa enerģija.

Acimredzot, viņas mērs ir tas darbs, ko ķermenis spēj krītot padarit. Bet ja $p = mg$ ir ķermeņa svars un h viņa pacēluma (krišanas) augstums, tad šis darbs ir mgh. Tas rāda, ka paceltā ķermeņa enerģija atkarajas no viņa stāvokļa pret zemi; viņa ir 0, ja $h = 0$ (zemes virsū). Tapēc viņu sauc potencielo enerģiju. No sacitā redzams, ka ari viņa mērojama ergos; viņas dimensija ir veenada ar darba resp. kinetiskās enerģijas dimensiju. Tā tad kinetiskā un potencielā enerģijas ir divi dažadi veenas enerģijas veidi.

Katram ķermenim var veenā un tanī pašā laikā būt kā potencielā, tā kinetiskā enerģija. Tā krītoša, $h\,cm$ no zemes esoša ķermeņa potencielā enerģija ir $P = mgh$; bet tanī pašā laikā viņam ir zinams krišanas ātrums v un kinetiska enerģija $K = \frac{1}{2} mv^2$. Abu šo enerģiju zumu

$$K + P = E$$

sauc ķermeņa pilnu enerģiju.

Peeņemsim, no sākuma ķermenis ar masu m atrodas $H\,cm$ augstumā no zemes un meerā ($v_0 = 0$). Tad viņa potencielā enerģija $P = mgH$ ir maksimums, kinetiskā $K = 0$ — minimums un pilnā enerģija $E = mgH$. Brīvs kļuvis, viņš krīt un nonācis $h\,cm$ lejak, ir eeguvis ātrumu v_x. Te $K_x = \frac{1}{2} mv_x^2$. Pēdejā ir veenada ar svara padarito darbu mgh, tapēc

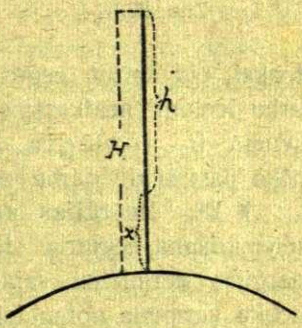
$$\frac{1}{2} mv_x^2 = mgh.$$

Kā zīm. 24 redzams, $h = H - x$, kur x ir ķermeņa atstātums no zemes domatā mirklī. Tas dod

$$\frac{1}{2} mv_x^2 = mgH - mgx,$$

no kureenes

$$\frac{1}{2} mv_x^2 + mgx = mgH = const.$$



Zīm. 24.

mgx te ir ķermeņa potencielā enerģija augstumā x. Tā tad viņa pilnā enerģija pa krišanas laiku nemainas. Gan līdz ar x pamazinašanos potencielā enerģija krīt no maksimuma mgH līdz 0, bet totees līdz ar

v aug kinetiskā — no 0 līdz maksimumam — un viņu zuma paleek agrakā. Te enerģijas formas nepārtraukti pāreet veena otrā (kinetiskā), bet veenmēr: par cik veena pamazinas, taisni par tik otrā peeņemas. Tā tad brīvā kriteenā:

$$K + P = const.$$

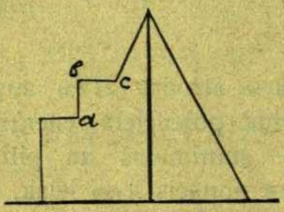
Tas pats noteek ķermeni vertikali paceļot (sveežot). Te viņa pilno enerģiju E noteic tas darbs, ko pee viņa izdarijis sveedejs spēks. Pirmā brīdī viņa ir tikai kinetiska; līdz ar ātruma krišanu un pacēluma augstumu krīt kinetiskā un aug potencielā. Bet ari te kuŗu katru brīdi $P + K = const = E$.

Ķermeņa potencielo enerģiju ar pacēluma augstumu H mērodami, mēs mērojam ne viņas absoluto vērtibu, bet gan divu stāvokļu $h = H$ un $h = 0$ enerģiju diferenci. P būtu 0 tikai zemes lodes centrā. Tapēc peeņēmums, ka $P_0 = 0$ zemes virsū, ir patvaļigs.

No h_1 uz h_2 krītot eegūto (paceļot patēreto) darbu rakstidami kā

$$w = mgh_1 - mgh_2,$$

mēs redzam, ka viņa izteiksme atkarajas tikai no ceļa sākuma un gala potencielo enerģiju diferences, bet ne no ceļa veida. Tapēc w ir tas pats, vaj krišana, resp. pacelšanās noteek pa taisnu, slīpu, līku vaj lauzitu liniju (trepi) (zīm. 25.). Tas ari saprotams, jo darbu paterē tikai pee vertikalās pacelšanas ab; horicontalām daļam bc, turpreti, nekādas lomas nav, jo te dzinejs spēks ir kustibas ceļam perpendikulars.



Zīm. 25.

No sacitā redzams: ja ķermenis veenreiz krīt no kāda augstuma, un tad ir pacelts atpakaļ, tad krītot eegūto darbu iznīcina paceļot patēretais. Bet šo darbu leelumi neatkarajas no ceļa veida. Tapēc, ja ķermeņa ceļš zemes tuvumā ir noslēgta linija, pa viņa kustibas laiku smaguma spēka pastrādato darbu zuma ir 0.

§ 28. Enerģijas neiznīciba. Perpetuum mobile. Pag. § ķermeņa krišanā eegūtos slēdzeenus var vispārinat. Kā spēka, tā ari enerģijas definicijai vajadzigi divi ķermeņi: avots un objekts. Tā pacelta ķermeņa potencielā enerģija ir tikai tad noteikta, ja zinams viņa atstātums no zemes. Tā tad ķermenis savu enerģiju noteic ne veens pats, bet kopā ar zemes lodi. Tādus ķermeņu kopojumus mechanikā sauc sistemu. Ja sistemā eeslēgti visi savstarpeji darbojošees ķermeņi, viņu sauc noslēgtu. Noslēgta sistema nekādi nedarjas uz āreeni un ari no āreenes viņa nekādus eespaidus neuzņem.

Sakarā ar to var runat par viņas eekšejeem un ārejeem spēkeem, eekšejo un ārejo enerģiju, darbu u. t. t., saprotot, peem., ar eekšejo enerģiju sistemā eetilpstošo ķermeņu kinetisko un potencielo enerģiju zumu.

Noslēgtai sistemai peemīt daudz interesantu īpašibu. Tā, peem., saveem eekšejeem spēkeem atstāta, viņa, bez ārejeem spēkeem nevar mainit savu veetu, vaj, jau kustedamās, savas kustibas gaitu (§ 47.). Viņas eekšejee procesi nekādi uz āreeni neizpaužas, un te, tāpat kā ķermenim brīvi krītot, ja kādā brīdī sistemas eekšejā enerģija ir $E_1 = K_1 + P_1$ uu kādā citā $E_2 = K_2 + P_2$, tad

$$K_1 + P_1 = K_2 + P_2, \text{ t. i.}$$
$$E_1 = E_2 = E = \text{const.}:$$

noslēgtas sistemas eekšejās enerģijas krājumi ir konstants leelums, kas visos domajamos procesos paleek nepārgrozijees. Tas izsaka tā saucamo enerģijas neiznīcibas likumu — veenu no visdziļakeem un aptverošakeem dabas likumeem.

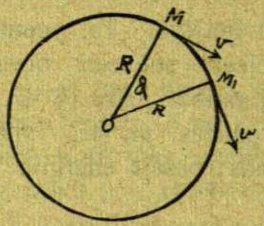
Eekšejā enerģija mainas, ja sistema darbojas uz āru; viņa aug, ja arejee spēki pee viņas pastrādā darbu un krītas, ja sistema pati dara darbu. Bet katras sistemas enerģijas krājums E ir aprobežots. Tapēc, ja viņa dara darbu, agri vaj vēlu eestājas brīdis, kad $E = 0$ un sistema tāļak vairs nespēj darbotees. Darbu turpinat viņai japeegādā jauna enerģija no citureenes. To prasa enerģijas neiznīcibas princips.

Noslēgtas sistemas veetā varam eedomatees kādu mašinu. Tad ari viņas darbibu aprobežo viņas enerģijas krājumus. Kad pēdejais viss pārgājis darbā, mašina apstājas. Tā tad, ja enerģijas princips ir veetā, nav eespējams konstruet mašinu, kas, strādadama, mūžigi eetu; citeem vārdeem: noslēgtā sistemā perpetuum mobile neeespējams. To ari peerāda visu līdz šim mēģinato neskaitamo perpetuum mobile konstrukciju pilniga neizdošanās.

Smagu ķermeni paceļot pastrādatais darbs (krītot eegūtais) ir neatkarigs no ķermeņa pārveetošanas ceļa veida; nostaigajot ar viņu pa noslēgtu liniju, mēs nekāda darba neeegūstam ($w = 0$). Bet tas ir tas pats, kas $E = 0$, jo tad ari eekšejā enerģija nemainas. Sistemas, kuŗām ir šādas īpašibas, sauc konservativas; spēkus, kas viņās darbojas — konservativus spēkus. Perpetuum mobile neeespējamiba rāda, ka visi uz zemes lodes domajamee spēki ir konservativi; tapēc visi mūsu procesi ir bez izņēmuma padoti enerģijas neiznīcibas likumam.

§ 29. Riņķejada kustiba. Kad punkts (ķermenis) ir speests visu laiku kustetees pa noslēgtu riņķa liniju, viņa kustibu sauc riņķejadu, jeb riņķojošu, it sevišķi vēl, ja kustiba ir nepārtraukta un ilgstoša. Gandrīz riņķojoša ir planetu un mēnešu kustiba ap sauli.

Eedomasimees punktu ar masu m, kas veenveidigi, ātrumā v, kustas pa riņķa liniju. Ja riņķa radiuss ir R (zīm. 26.), tad $2\pi R$ ir riņķa linijas garums un punkta kustibas linearais jeb periferijasātrums ir



Zīm. 26.
Riņķošana.

$$v = \frac{2\pi}{T} R,$$

ja viņš visu šo liniju apskreen T sekundēs. Kā redzams, punkta stāvoklis un kustibas raksturs ik pēc T sekundem atkārtojas: kustiba ir periodiska; laiku T sauc riņķošanas periodu.

Punktam kustotees, eedomatais radius-vektors OR, kas viņu saveeno ar centru O, greežas ap O, radot ar savu agrako stāvokli leņķi φ. φ nemitigi un veenmērigi aug, sasneedzot T sekundēs 2π abstraktas veenibas. Leelums

$$\omega = \frac{2\pi}{T},$$

radianos izteikts, dod veenā laika veenibā notikušo leņķa peeaugumu; viņu sauc riņķošanas leņķa-ātrumu. Tad linearais ātrums ir

$$v = \omega R.$$

Kā redzam, viņš ir riņķa radiusam teeši proporcionals; leņķa-ātrums, turpreti, ir no radiusa neatkarigs.

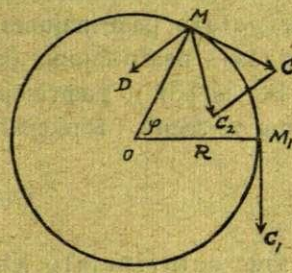
Beeži laika T veetā leeto viņam preteju leelumu $\nu = \frac{1}{T}$; ν rāda, cik reizes veenā sekundē punkts pa doto riņķa liniju apskreen; viņu sauc riņķošanas frekvenci (beežumu). Tad

$$v = 2\pi\nu R.$$

Veenveidigā riņķošanā ($\nu = const$) leņķa-ātrums neatkarajas no laika, un ir veegli definejams leelums. Ja riņķošana ir neveenveidiga, tad jarunā par acumirkligo leņķa-ātrumu. Tad viņš definejams kā ta robeža, pēc kuras cenšas bezgala mazee leņķa φ un laika t peeaugumi:

$$\omega = \lim_{\Delta t = 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}.$$

§ 30. Riņķošanas paātrinajums. Centripetalais spēks. Peeņemsim, kādā mirklī t_1 punkts atrodas pee M un kādā nākošā t_2 pee M_1 (zīm. 27). Tad pirmā mirkļa periferijas-ātrumu noteic vektors $\overrightarrow{MC}$, otrā $\overrightarrow{M_1C_1}$, un ja riņķošana ir veenveidiga, $\overrightarrow{MC}=\overrightarrow{M_1C_1}$. Bet neskatotees uz to, kustiba ir paātrinata, jo ātruma vektors v nepārtraukti maina savu virzeenu. Pārceļot $\overrightarrow{M_1C_1}$ uz M, mēs redzam, ka pa novērošanas laiku $\triangle t = t_2 - t_1$ ātrums ir mainijees (virzeena pēc) par $\triangle v = \overrightarrow{CC_2}$. Tapēc $\frac{\triangle v}{\triangle t} = a$ mēs varam uzlūkot kā riņķejadās kustibas videjo paātrinajumu. Nosauksim $\angle MOM_1$ ar φ, tad ari $\angle CMC_2 = \varphi$. No $\triangle\ CMC_2$ mēs dabujam:



Zīm. 27.
Centripetalais spēks.

$\triangle v = CC_2 = 2v\ sin\frac{\varphi}{2}$, jo $\overrightarrow{MC} = v$;

no otras puses $\varphi = \omega \triangle t$, t. i. $\triangle t = \frac{\varphi}{\omega}$, un tā kā $v = \omega R$, tad galigi $\triangle t = \frac{\varphi R}{v}$. Tā dabūtās $\triangle v$ un $\triangle t$ izteiksmes dod

$$\frac{\triangle v}{\triangle t} = \frac{2v^2 sin\frac{\varphi}{2}}{R\varphi} = \frac{v^2}{R} \cdot \frac{sin\frac{\varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}}.$$

Jo mazaks ir laika sprīdis $\triangle t$, jo mazaki ir atteecigee $\triangle v$ un φ. Tapēc īstais paātrinajums

$$a = \lim_{\triangle t = 0} \frac{\triangle v}{\triangle t} = \frac{v^2}{R},$$

jo

$$\lim \frac{sin\frac{\varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}} = 1.$$

Tas rāda, ka riņķejadas kustibas paātrinajums ir periferijasātruma kvadratam teeši proporcionals, ja $R = const$, un preteji proporcionals radiusam, ja ātrums ir konstants. Bet, ņemot vērā, ka $v = \omega R$ un rakstot

$$a = \omega^2 R,$$

mēs redzam, ka vispārigi runajot, paātrinajums ir radiusam teeši proporcionals.

Zīmejums rāda, ka pee visai maza φ vektora $\overrightarrow{CC_2}=\overrightarrow{MD}$ virzeens visai maz atšķiras no radiusa OM virzeena. Tas nozīmē, ka paātrinajums a ir vērsts radiusa virzeenā uz riņķa centru; tapēc viņu sauc centripetalo paātrinajumu. Kā redzams, tanī pašā laikā viņš ir ari normalais paātrinajums (§ 18.).

Bet ja kur ir paātrinajums a, tur ir ari spēks $f=ma$, kas darbojas viņa virzeenā. Riņķejadā kustibā šis spēks ir

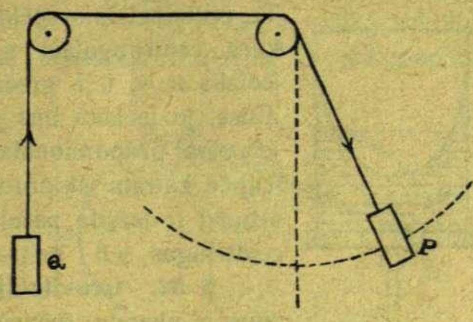
$$f=m\frac{v^2}{R}=m\,\omega^2 R;$$

viņu sauc centripetalo jeb centralo spēku (vērsts uz centru).

Centripetalais spēks ir reals spēks, kas uz ķermeni darbodamees, speež viņu nepārtraukti mainit savas kustibas virzeenu; viņa atrašanās veeta ir riņķošanas centrs. Tapēc, lai viņš varetu darbotees, starp viņu (centru) un ķermeni ir vajadziga saite — steeņa, šnores, atrakcijas vaj cita veidā.

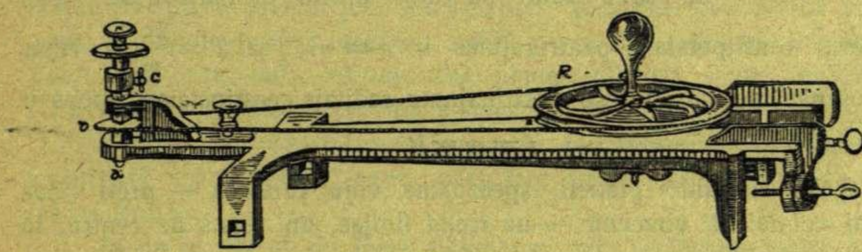
Ķermeņa kustibas virzeenu mainit cenzdamees, centripetalais spēks sastop ķermeņa inerces pretestibu. Šī pēdejā ir ta pretdarbiba, ko prasa trešais dinamikas likums; viņu var peelīdzinat centripetalajam preti vērstam spēkam, tapēc ari nosaukums centrifugalais spēks. Viņa atrašanās veeta ir pats ķermenis, viņa darbibas objekts — centrs. Tapēc pareizaki būtu viņu saukt par centripetalo inerces pretestibu. No sacitā redzams, ka ķermenis riņķo tad, kad centripetalais spēks top veenads ar centrifugalo; tadēļ ari pēdejam var leetot augšā dabuto izteiksmi $f=m\omega^2R$. Bet ir labi jasaprot viņu atšķiriba: Centripetalais spēks ir reals, ārejs spēks, kuŗa avots ir centrs un kuŗa leelumu var no tureenes noteikt. Uz ķermeni viņš darbojas teeši un ir riņķošanas cēlonis. Centrifugalais spēks, turpreti, ir tikai pirmā spēka radita reakcija—ķermeņa inerces pretestiba, kuŗas leelums ir viņam proporcionals. Šīs reakcijas šūpulis ir pati ķermeņa masa, tā tad centrifugalais spēks darbojas ne uz ķermeni, bet uz spēka centru. Viņa esamiba novērojama nevis tapēc, ka viņš „dzen ķermeni no centra", bet gan tapēc, ka viņš kompensē daļu no centripetalā spēka un tādā kārtā atļauj ķermenim vairak brīvibas dzītees viņa inerces noteiktā virzeenā.

§ 31. Eksperimenti. Sacitā noskaidrošanai noder šāds eksperimentals peemērs. Pār diveem, ar cik spējams mazaku berzi, skreemeem pārmests deegs, kuŗa galos eekārti divi pilnigi veenada smaguma svari P un Q (zīm. 28). Ja abi svari stāv meerā, visa sistema kuŗu katru brīdi ir līdzsvarā. Ja turpreti veenu no viņeem, peem., P eešūpo, līdzsvars izjūk un P, itkā smagāks palicis, nāk uz leju. Izskaidrojams tas ir tā. Svars P šūpojas riņķejadā kustibā (kaut ari tikai pa veenu riņķa daļu) Ši pēdejā rodas, ka svaram P cenšotees skreet prom pa tangenti deegs no sākuma izsteepjas, bet tad svara Q speests, atkal saraujas. Tā P paleek uz riņķa linijas. Kā redzams, te realais centripetalais spēks ir Q svars. Bet P pretestibu salauzdams, viņš zaudē daļu sava smaguma. Tapēc viņš paleek itkā veeglaks un ceļas uz augšū. — Tas jaņem vērā pee svēršanas ar visai jūtigeem svareem: ja veens kauss šūpojas (itkā smagaks), svērums ir nepareizs.



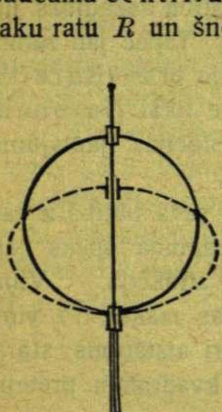
Zīm. 28.

Riņķejadas kustibas likumu demonstrešanai visai parociga ir tā



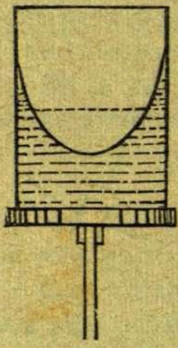
Zīm. 29.
Centrifugalmašina.

saucamā centrifugalā mašina (zīm. 29). Skreema r asij a ar otru, leelaku ratu R un šnori var likt cik patīkas ātri greestees; ar skrūvi c uz ass var uzstiprinat dažadus preekšmetus. Ja kā tādu ņem no lokanām metala sloksnem izgatavotu lodes modeli, kurā augšejais slokšņu saveenojums var pa viņas vertikalo asi slidet uz augšu un leju, tad lodei deezgan ātri greežotees, ta saplok un peeņem rotacijas ellipsoida formu, kā tas norādits zīmejumā 30. ar raustito liniju. Te centripetalais spēks — slokšņu spraigums pret vertikalu saleekšanu — teek pa daļai kompensets, tapēc visa sistema itkā izplūst: viņas daļas cenšas ateet cik spējams tāļaki no greešanās ass. Ja šādas lodes veetā ņem mīksta māla lodi, tad ari viņa tāpat saplok rotacijas ass virzeenā. Tā izskaidrojama ari zemes lodes ellipsoidalā forma.



Zīm. 30.
Centrifugalā saplakšana.

Ja uz ass uzstiprina cilindrisku trauku, kurā kāds šķidrums, tad traukam greežotees šķidrums dabū parabolisku līmeni (zīm. 31). Trauka seenam tuvakās daļas ceļas uz augšu un jo vairak, jo ašaka greešanās. Te centripetalais spēks ir šķidruma smagums, daļu no kuŗa centrifugalais spēks $f = m\omega^2 R$ kompensē. Jo leelaks ir ω, t. i. greešanās ātrums, un R — trauka radiuss, jo leelaka būs pacelšanās. Ari no m — masas jeb viņai proporcionala leeluma blīvuma viņa atkarajas. Tapēc katram šķidrumam veenā un taī pašā rotacijas ātrumā ir dažada pacelšanās. Uz šī principa ir dibinata centrifugas jeb separatora konstrukcija.



Zīm. 31. Centrifugalā pacelšanās.

§ 32. Gravitacija. Keplera likumi. Riņķejadai tuva ir planetu, mēnešu un daudz citu debess spīdekļu kustiba. Tapēc ari te nupat dabūtee likumi ir peemērojami.

Peeņemsim, planete ar masu m (zeme) riņķo ap savu sauli pa riņķa orbitu ar radiusu R. Tad planetes centripetalais paātrinajums ir $a = \omega^2 R$, ja $T = \frac{2\pi}{\omega}$ ir viņas riņkošanas periods, un šo paātrinajumu raditajs centripetalais spēks ir

$$f = m\,\omega^2 R.$$

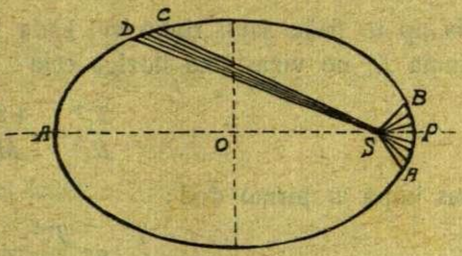
Šis spēks eespaido planeti, speezdams viņu turetees — preti viņas dziņai eet taisnā virzeenā — uz riņķa linijas, un vērsts uz centru; tā tad viņa atrašanās veeta ir saule. Kas viņš ir, no kureenes viņš ceļas, kāda tam daba? Šeem jautajumeem ir leela nozīme, jo uz viņeem atbildet nozīmē atbildet uz viseem gravitacijas parādibu jautajumeem, izskaidrot visu debess telpā novērojamo spīdekļu kustibu dažadibas un dot Debess mechanikai realus pamatus aprēķineem. Tapēc jau senus laikus, ilgi pirms Ņutona, mekleja šo atbildi, un bija brīži (Borelli, Boulliand), kad viņa likās jau atrasta esam. Bet ari te tikai Ņutonam izdevas dot pilnigu atbildi; viņa „Principos" gravitacijas jautajums eeņem galveno veetu.

Ņutons peeņem, ka gravitaciju raditajs spēks savā būtibā ir tas pats, kuŗa dēļ katrs smags ķermenis krīt, t. i. smaguma spēks jeb divu masu — saules un planetes — savstarpejā atrakcija. Viņa skaitliskā vērtiba jo leelaka, jo leelakas ir peevelkošās masas, t. i. viņš ir abu masu produktam Mm proporcionals. Bet ari atstātums starp viņām ir jaņem vērā. Ņutons peeņem atstātuma r kvadratam preteju proporcionalitati un raksta:

$$f = \varkappa \frac{Mm}{r^2},$$

kur $\varkappa$ ir proporcionalitates faktors. Uzrakstitā veenadiba ir Ņutona gravitacijas likuma izteiksme. Faktoru $\varkappa$, kuŗa skaitliskā vērtiba atkaras no ņemtās spēka mēru veenibas, sauc gravitacijas konstanti.

Savas domas apstiprinajumu Ņutons atrada ta laikā sakrātos astronomiskos materialos. Jau eepreekš Kepler's, sakopodams astronomiskos novērojumus, bija uzstādijis likumus, kam padotas visu planetu kustibas. Viņi ir trīs un skan:



Zīm. 32.
Keplera likumi.

1⁰ Planetes kustas pa ellipsem, kuŗu veenā degotnē S (zīm. 32) atrodas saule.

2⁰ Kāda radiusa-vektora SA apstaigatā laukuma leelums ir laikam teeši proporcionals, jeb, kas tas pats, veenados laikos viņa apstaigatee laukumi, peem., sektoru ASB un CSD laukumi, ir veenadi. Tas, starp citu, rāda, ka tur, kur planete atrodas saulei tuvaki, perihelī, viņas kustiba ir straujaka nekā afelī.

3⁰ Planetu riņķošanas periodu (ap veenu un to pašu sauli) kvadrati stāv veens pret otru kā viņu orbitu leelo asu pušu kubi.

Ja nu te, izejot no šeem likumeem, mēs meklejam viņos aprakstito kustibu cēloņus, tad, kā to rāda Ņutons, tāds var būt veenigi viņa gravitacija $f = \varkappa \frac{Mm}{r^2}$. Tā tad viņa likumu var uzlūkot kā Kepler'a empirisko likumu sekas. Bet ari otradi: debess kustibu apraksta pamatā Ņutona gravitaciju likdami mēs neizbēgami — kā to ari peerādija pats Ņutons — nonākam pee Kepler'a likumeem.

Atgreezisimees pee ša § sākumā eedomatās sistemas saule — zeme, kuŗu masas ir M un m un atstātums R. Kā pirmais Kepler'a likums saka, zemes ceļš gan nav riņķis, bet ellipse; tomēr aprēķini rāda, ka šās ellipses ekscentricitate ir tik maza, ka mēs viņu bez leelas kļūdas drīkstam uzskatit kā riņķi. Tad kustibas centripetalais spēks ir gravitacija

$$f = \frac{Mm}{R^2}; \; (\varkappa = 1)$$

viņu kompensejošais centrifugalais spēks ir $f_1 = m\,\omega^2 R$. Tā kā $f = f_1$, tad

$$\frac{Mm}{R^2} = m\,\omega^2 R,$$

no kureenes

$$\frac{M}{R^2} = \frac{4\pi^2}{T^2} R,$$

jeb

$$\frac{T^2}{R^3} = \frac{4\pi^2}{M}.$$

Ja ap to pašu sauli riņķo vēl kāda otra planete ar periodu T_1 atstātumā R_1 no viņas, tad līdzigā ceļā

$$\frac{T_1^2}{R_1^3} = \frac{4\pi^2}{M};$$

tas kopā ar pirmo dod:

$$\frac{T^2}{R^3} = \frac{T_1^2}{R_1^3} = \ldots,$$

t. i. Kepler'a trešo likumu.

§ 33. Gravitacija un smagums. Ņutona domas dziļums slēpjas ne tikai astronomijas pamatproblemas atrisinajumā. Vēl jo dziļaka viņa top ar nākamo soli, kad viņš divu debess ķermeņu atrakcijas un smaga ķermeņa krišanas parādibās eerauga veenu un to pašu cēloni — gravitaciju.

Šis slēdzeens ir dziļi loģisks. Ja jau smagums ir visur — kā zemes dziļumos, tā augstos kalnos, tad sagaidams, ka viņš sneedzas ari tāļumā — līdz mēnesim un tāļak. Tā tad ari mēnesis ir „smags"; šis smagums ir tas spēks, kas mēnesi speež riņķot ap zemi un peešķiŗ viņam ta centripetalo paātrinajumu. Ja mēnesis savā kustibā apstātos — ja pazustu viņu turetajs centrifugalais spēks, viņš kristu uz zemi, un kristu ar to pašu centripetalo paātrinajumu $a = \omega^2 \rho = \frac{4\pi^2}{T^2} \rho$. Bet ir zinams, ka mēneša periods

$$T = 27^d\, 7^h\, 43^m = 2{,}36 \cdot 10^6\, sec,$$

un ka ρ — atstātums starp zemi un mēnesi — ir 60 R, kur R ir zemes lodes radiuss $= 6367\, km = 6{,}367 \,.\, 10^8\, cm$. Tapēc

$$a = \frac{4\pi^2 . 60 . 6{,}367 . 10^8}{(2{,}36)^2 . 10^{12}} = 0{,}270\, \frac{cm}{sec^2}.$$

Zemes virsū, kur $\rho = R$, paātrinajums ir g. Ja abeem paātrinajumeem a un g ir veens un tas pats cēlonis — gravitacija, tad, apzīmejot zemes lodes masu ar M, mēneša masu ar m un kāda zemes virsū esošā ķermeņa masu ar m_0, mēs varam rakstit:

un

$$f_1 = \frac{M.m}{\rho^2} = ma$$

$$f_2 = \frac{Mm_0}{R^2} = m_0 g,$$

kur pirmā veenadiba dod mēneša, otrā, — domatā ķermeņa smagumu zemes virsū. Tas dod

$$\frac{g}{a} = \frac{\rho^2}{R^2}.$$

Bet tā kā $\rho = 60R$, tad

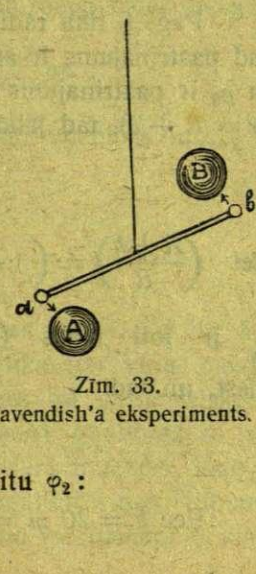
$$\frac{g}{a} = 3600$$

un

$$g = 972 \frac{cm}{sec^2}.$$

Kā redzams, šis skaitlis ir ļoti tuvs īstenibā zemes virsū novērotam; tuvums ir pilnigi apmeerinošs, ja ņem vērā, ka atteeciba $\rho = 60R$ nav visai precizi dabujama. Tapēc nav šaubu, ka smaga ķermeņa krišanai un mēneša riņķošanai — debess ķermeņu kustibai vispāri — ir veens un tas pats cēlonis — gravitacija. Bet smagi ir visi ķermeņi, kā leeli tā mazi. Tapēc gravitacija peemīt katrai materielai masai, viņa ir universala veelas īpašiba.

§ 34. Eksperimenti. Gravitacijas konstante. Ņutona gravitacijas likumu labaratorijas apstākļos pirmais pētija Cavendish's (1798). Viņa metode ir šāda. Visai teevā drātī vidū eekārts teevs un veegls steenitis *ab* ar galos peestiprinatām svina loditem *a*, *b*, (zīm. 33.), tā ka deegam verpjotees, steenitis greežas horicontalā plāksmā. Kad svārstiba norimusi un steenis eeņēmis noteiktu līdzsvara stāvokli, preti loditem, zinamā atstātumā *r*, nostāda leelas svina lodes *A*, *B*. Katru mazo loditi leelās lodes peevelk ar zinamu spēku f_1, un steenis pagreežas, saverpjot deegu, uz leņķi φ_1. Deegs verpjas veenmērigi, tapēc



Zīm. 33.
Cavendish'a eksperiments.

$$\varphi_1 = cf_1.$$

Citam atstātumam r_2 starp lodem esot, dabū citu φ_2:

$$\varphi_2 = cf_2.$$

Te c ir proporcionalitates faktors, raksturigs preekš deega un neatkarigs no f un φ. Tapēc abas augšejās veenibas dod

$$\frac{\varphi_1}{\varphi_2}=\frac{f_1}{f_2};$$

tā tad peevilkšanās spēku (gravitaciju) atteecibas veetā var ņemt veegli izmērojamo verpes leņķu atteecibu. Tad nu izrādas, ka veenmēr

$$\frac{\varphi_1}{\varphi_2}=\frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Tas peerāda gravitacijas likuma pareizibu zīmejotees uz f atkaribu no r. Ņemot dažada smaguma lodes un novērojumus vairakas reizes atkārtojot, var dabūt sakaru starp f un ložu masam.

Zinot, cik saverpjas deegs, ja uz steeņa galeem darbojas veena spēka veeniba, peem., 1 dine, var dabūt ari spēka f skaitlisko vērtibu

$$f=\varkappa\frac{m_1\, m_2}{r^2},$$

un tad tāļak no viņas aprēķinat g r a v i t a c i j a s k o n s t a n t i $\varkappa$. Kā redzam, $\varkappa=f$, ja $m_1=m_2=1\ gr$ un $r=1\ cm$, t. i. viņa dod ta spēka leelumu, ar kādu peevelkas divas veena cm atstātumā noliktas gramu masas. Viņas skaitliskā vērtiba atkarajas no spēka mēru veenibam. Ja f ir mērots dinēs, tad

$$\varkappa=6{,}68.10^{8}\ (CGS).$$

Bet $\varkappa$ nav spēks; to rāda viņa dimensija $[\varkappa]=cm^3\ gr^{-1}\ sec^{-2}$.

Pag. § tika rādits, ja N u t o n a doma par gravitaciju ir pareiza, tad paātrinajums ir atstātuma kvadratam preteji proporcionals. Tapēc, ja g_0 ir paātrinajums zemes virsū ($r=R$) un g_h augstumā h virs viņas ($r=R+h$), tad jabūt:

$$\frac{g_o}{g_h}=\frac{(R+h)^2}{R^2}.$$

Bet $\left(\frac{R+h}{R}\right)^2=\left(1+\frac{h}{R}\right)^2=1+2\frac{h}{R}+\frac{h^2}{R^2}$. Pee neleela augstuma $\frac{h}{R}$ ir ļoti mazs ($R=6{,}3.\ 10^8\ cm.$), tapēc te $\frac{h^2}{R^2}$ var pavisam atmest, un tad

$$g_o-g_h=2\ \frac{h}{R}\,g_h\,.$$

Pee $h=20\ m=2000\ cm$ un $g_h=980\frac{cm}{sec^2}$ tas dod

$$g_o - g_h = 6{,}2 . 10^{-3} \frac{cm}{sec^2}$$

— mazu, bet tomēr izmēramu leelumu. Līdz ar to, ja virs zemes kāds ķermenis sveŗ $P_o = Mg_o$, tad augstumā h viņš sveŗ $P_h = Mg_h$; svara pamazinašanās ir $P_o - P_h = M(g_o - g_h)$.
Augstumam $h = 20\,m$ tas dod

$$P_o - P_h = 6{,}2 . 10^{-3}\, M\, dines.$$

Ja $M = 1\ kg = 1000\, gr.$,

$$P_o - P_h = \frac{6{,}2 . 10^{-3}}{980} 10^3 = 0{,}006\, gr = 6\, mg \quad :$$

veena 20 metru augstumā pacelta kilograma svars pamazinas par 6 *mg*.

Kā redzams, kādas veegli izmērojamā augstumā paceltas masas svars mainas eksperimentali peeejamās robežās. To izleetoja Jolly, lai pārbauditu Ņutona slēdzeenu par paātrinajuma atkaribu no atstātuma: nosveŗot ķermeni veenreiz uz svaru kausa, otrreiz peekaŗot viņu zem kausa dažus metrus gaŗā auklā, viņš no dabuto svaru atteecibas dabuja paātrinajuma maiņu.

Zemes virsū esošo masu m zeme peevelk ar spēku

$$f = \varkappa \frac{Mm}{R^2}.$$

Salīdzinadami to ar $f = mg$, redzam, ka te $g = \varkappa \frac{M}{R^2}$. Zinot $g = 981 \frac{cm}{sec^2}$, $R = 6{,}3 . 10^8 cm$, $\varkappa = 6{,}68 . 10^{-8} cm^3 gr^{-1} sec^{-2}$, var dabūt zemes lodes masu kā

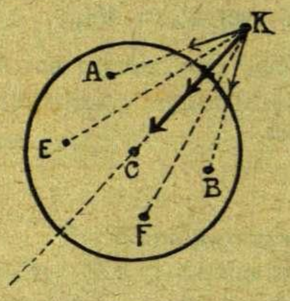
$$M = \frac{981 . (6{,}3)^2 . 10^{16}}{6{,}68 . 10^{-8}} = 5{,}8 . 10^{27}\, gr.$$

Viņas tilpums ir $V = \frac{4}{3}\pi R^3$; tapēc veenas tilpuma veenibas masa, tā saucamais videjais zemes blīvums δ ir:

$$\delta = \frac{M}{V} = 5{,}5.$$

Jaunakee eksperimentalee darbi te dod $\delta = 5{,}505$.

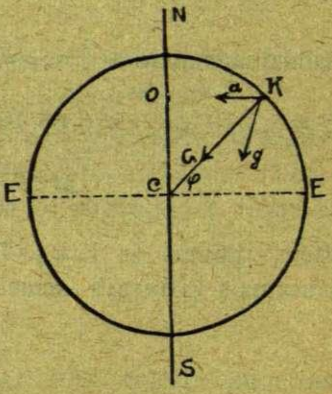
§ 35. Paātrinajuma maiņa ar veetu zemes virsū. Līdz šim ķermeņu atrakciju aplūkojot mēs interesejamees tikai par viņu masam un atstātumeem; tapēc mēs ar viņeem rīkojamees kā ģeometrìskeem punkteem. Veegli peerādams, ka sferiska ķermeņa gadijumā to var veenmēr darit. Peeņemsim, ka zīm. 34 attelotā sfera ir zemes lode ar centru C un ka viņas masa ir veenmērigi sadalita viņas tilpumā. Tad kāda viņas tuvumā esoša ķermeņa K peevilkšanu var uzlūkot kā viņas tilpuma atsevišķo elementu peevilkšanu zumu. Bet ja kur ir kāds elements A, tad katrreiz var atrast viņam simetriski pretim gulošu tādu pat B, tā ka viņu atrakciju kopotne eet caur sferas centru. Tas pats sakams par katru citu elementu. Tā visas lodes atrakcija ir vērsta uz viņas centru, kas darbojas tā, itkā viņā būtu koncentreta visa lodes masa.



Zīm. 34.

Gravitacijas pēc katram ķermenim zemes virsū ir zinams, zemes lodes un ķermeņa masu un viņu atstātuma noteikts, uz zemes centru vērsts svars un krišanas paātrinajums. Bet pateesibā novērotee svars un paātrinajums ir citadi; tas ceļas no ta, ka zemes lode nestāv meerā, bet veenmērigi greežas ap savu asi.

Peeņemsim, NS ir ši ass (zīm 35). Tad katrs zemes virsū esošs ķermenis K ir speests ap viņu riņķot. Šo riņķošanu raksturo no K uz O vērsts centripetals paātrinajums $a = \omega^2 r$, ja r ir K atstātums no greešanās ass un $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — greešanās leņķa-ātrums. Bet centrā O nav nekāda reala spēka, kas varetu šo riņķošanu uzturet; veenigais spēka avots te ir gravitacijas (lodes) centrs C ar viņam preti vērstu atrakciju mG, ja m ir K masa un G — tīrās gravitacijas paātrinajums. Tā tad riņķošanai vajadzigais paātrinajums a var rastees veenigi no G. Tapēc pee K mēs pateesibā novērojam ne G, bet tikai viņa pārpalikušo daļu $g = G - a$ (vektoru diference!) Tā tirās gravitacijas paātrinajums G sadalas divās komponentēs $G = a + g$. Pirmai ir noteikts virzeens KO un leelums $\omega^2 r$, tapēc ir veegli dabūt otrās virzeenu un leelumu; zīmejumā viņa attēlota ar vektoru g. Kā redzams, īstais, pateesibā novērojamais paātrinajums nav vērsts uz zemes centru. Bet ja a, salīdzinats ar G, ir mazs — un tas pateesibā tā ir — tad g virzeens maz atšķiras no G virzeena; tapēc tad a veetā jaņem viņa projekcija $\omega^2 r \cos\varphi$, ja φ ir $\angle CKO$. Tad



Zīm. 35.
Tīrā un novērojamā gravitacija.

$$g = G - \omega^2 r \cos\varphi$$

ir mekletā paātrinajuma skaitliskā vērtiba. Zīmejumā redzams, ka $r = R\cos\varphi$, ja R ir zemes lodes radiuss. Tapēc:

$$g = G - \frac{4\pi^2}{T^2} R\cos^2\varphi,$$

kas pee $R = 6{,}367 . 10^8\,cm$ un $T = 86400\ sec$ dod

$$g = G - 3{,}3\cos^2\varphi.$$

Bet $\angle CKO = \varphi = \angle ECK$, kur EE ir zemes ģeografiskā ekvatora linija; tapēc φ ir ķermeņa K veetas ģeografiskais platums. Tā augšejā veenadiba rāda, ka smaguma paātrinajums zemes virsū nav pastāvigs leelums, bet mainas līdz ar veetas ģeografisko platumu. Uz ekvatora, kur $\varphi = 0^0$, $g_0 = G - 3{,}3$; polos $\varphi = 90^0$, tapēc tur $g_{90} = G$. Tā tad tīrā gravitacija ir novērojama tikai uz pola. Abas pēdejās veenadibas dod:

$$g_{90} - g_0 = 3{,}3\ CGS\text{-veenibas:}$$

starpiba starp paātrinajumu uz pola un ekvatora ir $3{,}3\,\frac{cm}{sec^2}$; videjā paātrinajumā $g_{45} = 980\,\frac{cm}{sec^2}$ tas iztaisa ap $0{,}3^0/_0$. Saprotams, tādā pat kārtā mainas ari ķermeņu svars.

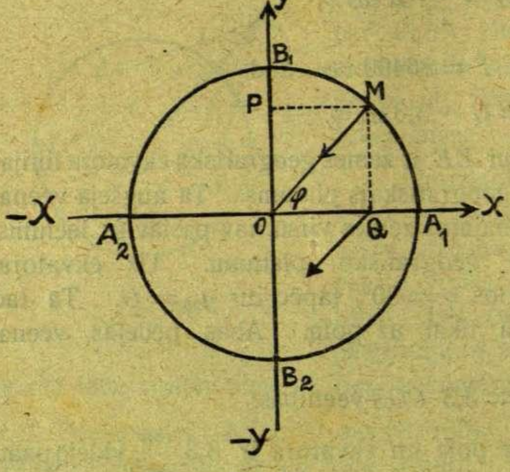
Bet nu zemes lodei nav ģeometriskas sferas veids. Kā jau minets, viņa ir savas ass virzeenā itkā saspeesta (geoids); tapēc viņas poli ir centram tuvaki nekā ekvators. Ari aiz šā eemesla smaguma paātrinajums polos ir leelaks nekā uz ekvatora. Kopā ar pirmo, tas dod deezgan komplicetu g atkaribu no domatās veetas platuma grada. Eksperimentu palīgā ņemot (§ 38.) ir atrasts, ka viņa deezgan labi izteicas veenadibā

$$g_\varphi = g_0\,(1 + 0{,}0052\sin^2\varphi),$$

kur g_0 ir novērotais paātrinajums uz ekvatora $= 978\,\frac{cm}{sec^2}$. Preekš $\varphi = 45^0$ tas dod $g_{45} = 980{,}5\ CGS$; Rigā ($\varphi = 56^0 57'$) $g = 981{,}5\,\frac{cm}{sec^2}$.

Periodiskas kustibas.

§ 36. Svārstiba, oscillacija. Sakarā ar riņķojošu, aplūkosim vēl veenu ļoti beeži sastopamu kustibas veidu, ko sauc svārstibas kustibu jeb oscillaciju. Viņas aprakstam pagaidam ņemsim fiktivu peemēru. Eedomasimees materielu punktu M, kas veenveidigi kustas pulksteņa rāditaja virzeenā pa riņķa liniju ar periferijas-ātrumu v (zīm. 36.) un vilksim no riņķa centra O ortogonalas koordinatu asis OX, OY tā, lai OX ir horicontala. Tad katrai M veetai x, y uz riņķa linijas stāv preti divas projekcijas P un Q. Punktam M veenmērigi riņķojot, punkti P un Q kustas pa linijam — riņķa diametreem — B_1B_2 un A_1A_2. Greezisim vēribu uz veenu no viņeem, peem., Q. Kamēr M noeet no B_1 līdz A_1, Q ir nogājis no O uz A_1; kad M nonāk lejā pee B_2, Q atgreežas riņķa centrā O. Tādu pat kustibu, tikai pretejā virzeenā, Q izdara tad, kad M eet no B_2 caur A_2 uz B_1: papreekšu no O uz A_2, tad atpakaļ. Tā tad: kamēr M apeet riņķi veenreiz, viņa projekcija Q, sākot no centra, divas reizes nostaigā riņķa diametru A_1A_2. M kustiba ir periodiska; tāda pat ir ari viņa projekcijas kustiba un pee tam, kā tas saprotams, ar to pašu periodu. Bet neskatotees uz to, abu šo kustibu raksturs ir dažads: M kustas veenveidigi ($v = const$), turpreti Q — gan paātrinati, gan pagausinati. Teešam: zīmejumā redzams, ka riņķa centra tuvumā Q kustas gandrīz tikpat ātri kā B, jo te veenados laikos noeetee ceļa gabali ir gandrīz veenadi. Jo tuvaki Q nāk diametra galeem, jo lēnaka paleek viņa kustiba, un beidzot, punktos A_1 un A_2, viņš uz laiku pavisam apstājas, lai tad, atgreezdamees uz centru, kustetos atkal arveenu straujaki. Šo neveenmērigo maiņus-kustibu var aprakstit, sakot ka punkts Q periodiski svārstās ap centru O starp galejeem punkteem A_1 un A_2, visleelako ātrumu eegūdams centrā, un pilnigi viņu zaudedams sava ceļa galos. To visleelako atstātumu (atvēzeenu) $OA_1 = OA_2$, pa cik punkts Q ateet no svārstibu centra O, sauc svārstibas amplitudi; to laiku, kurā viņš izdara pilnu svārstibu, noeedams divas reizes diametra garumu, sauc svārstibas periodu.



Zīm. 36.

Tagad pameklesim tos spēkus, kuri šādu kustibu izsauc. Riņķojošā punkta M kustibas centripetalais paātrinajums ir $a = \omega^2 R$, ja R ir riņķa radiuss un ω — leņķa-ātrums. Tāds pats ir ari punkta Q paātrinajums, jo Q ir veenmēr saistits ar M. Sadalisim šo paātrinajumu divos — horicontalā a_x un vertikalā a_y. Tā kā mēs interesejamees tikai par punkta horicontalo kustibu, tad mums no svara ir tikai pirmais $a_x = a \cos\varphi = \omega^2 r \cos\varphi$, kur φ ir leņķis starp a virseenu un OX asi. Bet ari $\angle MOX = \varphi$, tapēc $r \cos\varphi = OA = x$ ir punkta

M abscise un līdz ar to Q acumirkligais atstātums no centra O. Ja visus uz OX asi gulošus leelumus skaitisim pozitivus tad, kad viņi vērsti šīs ass virzeenā, t. i. no O pa labi, a_x un x ir vērsti pretejos virzeenos; tapēc

$$a_x = -\omega^2 x.$$

Tāds ir Q kustibas paātrinajums. Viņu raditajs spēks ir

$$f = -m\omega^2 x,$$

kuŗa izteiksmi, leekot $m\omega^2 = k^2$, var rakstit:

$$f = -k^2 x.$$

Viņš visu laiku vērsts uz centru O, jo ja $x > 0$, t. i. ja punkts Q eet no O uz A_1, $f < 0$, t. i. ir vērsts atpakaļ uz O; ja $x < 0$, — Q eet no O uz A_2, $f > 0$, — atkal vērsts uz centru. $f = 0$ tad, kad $x = 0$, t. i. centrā O; O ir punkta Q līdzsvara (meera) stāvoklis, kur uz viņu nedarbojas nekāds spēks.

Te mēs sastopam, kaut ari pagaidam fiktivu, jaunu spēka veidu, kas r o d a s kā atpakaļdzinejs spēks tad, kad Q izeet no savas noteiktās līdzsvara veetas uz veenu vaj otru pusi. Jo tāļak punkts aizeet, jo leelaks šis spēks. Viņš reprezentē leelu daudzumu pateesibā novērojamu spēku, kas darbojas visur, kur ir kāda oscillacija. Viņa raksturigā pazīme ir — teeša atkariba no atstātuma, kā to rāda vispārigā izteiksme $f = -k^2 x$. Viņu beeži sauc q u a s i - e l a s t i g u spēku.

Interesanti apskatit punkta Q svārstibu ari no enerģetiskā veedokļa. Tā kā viņš jebkuŗā veetā x (izņemot centru) ir padots peevilkšanas spēkam f, tad viņam katru brīdi peemīt zinama p o t e n c i e l a enerģija P. $P = 0$, kad $x = 0$, t. i. centrā; P ir maksimums, kad Q atrodas diametra A_1A_2 galos. Tā punktam ap O oscillejot, viņa potencielā enerģija nepārtraukti mainas no 0 līdz maksimumam pa labi, tad atpakaļ uz 0; tad līdz maksimumam pa kreisi, atkal uz 0 u. t. t. Viņa k i n e t i s k ā enerģija $K = \frac{1}{2} mv^2$, turpreti, mainas preteji: punktā A_1, kur $v = 0$, viņa ir 0, centrā O — maksimums. Vispārigi K ir visleelaks tur, kur $P = 0$, un otradi. Tā tad ari te, tāpat ka konservativā sistemā, potencielā un kinetiskā enerģija pastāvigi apmainas, un pa visu svārstibas laiku, ja veen viņa noteek brīvi, punkta pilnā enerģija

$$E = K + P = const.$$

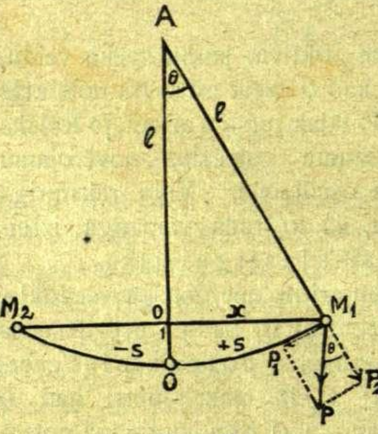
Zinot spēka f leelumu un Q masu m, mēs varam izteiksmi $f = -m\omega^2 x$ leetot svārstibas perioda T aprēķinašanai. Tā kā te mūs var intereset tikai viņa skaitliskā vērtiba, tad zīmi (—) var vērā neņemt, un tad

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{f} \cdot x}:$$

svārstibas periods ir jo leelaks, jo leelaka ir masa, kas svārstās, un jo mazaks, ko leelaks ir viņu raditajs spēks f.

§ 37. Matemātiskais pendelis (svārsts). Nupat aprakstito svārstibas kustibu izdara svārsts jeb pendelis. Viņa visveenkāršakais veids ir augšgalā peestiprinatā deegā eekārta lode. Bet lai nebūtu jaņem vērа deega īpašibas, peem., viņa izsteepšanās, un eekārtā ķermeņa (lodes) masas sadalijums, šāda pendeļa veetā teoretiskos spreedumos ņem fikciju, kuŗu sauc matematisko pendeli: tas ir idealā deegā eekārts materiels punkts ar masu m. Jo teevaks un izturigaks ir reala pendeļa deegs, un jo mazaka (un smagaka) ir viņā eekārtā lodite, jo vairak pendelis līdzinas matematiskam.

Apzīmesim pendeļa gaŗumu ar l (zīm. 37). Uz viņu darbojas viņa svars $p=mg$, vērsts vertikali uz leju, kapēc AO ir viņa līdzsvara stāvoklis. Atvēzisim viņu stāvoklī AM_1, kurš ar AO veido leņķi θ. Tad p var sadalit divās komponentēs $p_1 = mg \sin\theta$ un $p_2 = mg \cos\theta$, no kuŗām pirma ir pendeļa deegam perpendikulara, otra ir vērsta deega virzeenā, un tapēc deega pretestiba to iznīcina. Tā paleek tikai p_1. Šis ir veenigais uz pendeļa punktu darbojošais spēks, zem kuŗa eespaida, vaļā palaists, pendelis kustesees, tuvodamees veetai O. Pameklesim viņam citadu izteiksmi. Eedams no M_1 uz O, punkts eegūst paātrinajumu $a = g \sin\theta$; no $\triangle M_1 O_1 A$ mēs redsam, ka $\sin\theta = \frac{x}{l}$, ja $x = O_1 M_1$,



Zīm. 37.
Matematiskais pendelis.

un tapēc $a = \frac{g}{l} x$. Bet $\smile M_1 O = s = l\theta$ un $x = l \sin\theta$. Ja θ ir peeteekoši mazs (0^0—5^0), tad $\sin\theta$ veetā var ņemt pašu, radianos izteiktu, θ. Tapēc $x = s$ un $a = \frac{g}{l} s$. Nosaukdami s par pozitivu, ja viņš ir domats no O pa labi, mēs redzam, ka paātrinajums a un ceļš s ir veenmēr vērsti pretejos virzeenos, kapēc veenmēr ņemami ar pretejām zīmem; tas dod galigi

$$a = -\frac{g}{l} s.$$

Tāds ir pendeļa kustibas paātrinajums; viņu raditajs spēks ir

$$p_1 = -m \frac{g}{l} s;$$

kā redzam, viņš ir tādas pat dabas, kā tee, par kuŗeem runajām pag. §: veenmēr vērsts uz līdzsvara veetu O un atvēzeeñam teeši proporcionals. No ta mēs varam slēgt, ka atvēzts un vaļā palaists, tikai savam svaram padots matematisks pendelis izdara periodisku svārstibas kustibu. To novērojumi ari apstiprina.

Pendeļa kustiba veegli saprotama, ja apskata viņu no enerģetiskā veedokļa. Līdzsvara stāvoklī, kad viņa masa eeņem viszemako veetu, viņa patencielā enerģija ir vismazakā (relativi $=0$) Atvēžot viņu uz M_1, mēs viņu paceļam par $OO_1=h$, tā pastrādajot pee viņa darbu mgh; $mgh=P$ tad ir viņa potencielā enerģija punktā M_1. Palaists, viņš eet no M_1 uz O, ko var peelīdzinat krišanai; tad punktā O visa viņa enerģija pārgājusi kinetiskā, tapēc te viņš neapstājas, bet pakreen O gaŗam, lai atkāl paceltos līdz M_2 otrā pusē u. t. t: pendelis svārstās periodiski ar amplitudi $O_1M_1=O_1M_2$.

Svārstibas periodu T, t. i. laiku, kuŗā punkts nostaigā ceļu OM_1OM_2O, mēs dabujam no pag. § uzrakstitās fiktivās ocsillacijas perioda izteiksmes, leekot viņā $f=m\frac{g}{l}s$ (pēc skaitliskās vērtibas):

$$T=2\pi\sqrt{\frac{l}{g}\cdot\frac{x}{s}}$$

Bet tā kā $x=l\sin\theta$, un $s=l\theta$, tad, atminotees, ka pee mazeem leņķeem $\sin\theta=\theta$, mēs dabujam $x=s$, t. i.

$$T=2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Beeži, kaut gan bez svariga pamata, par pendeļa periodu sauc ne pilnu svārstibas laiku, bet laiku no veena atvēzeena līdz otram. Tad

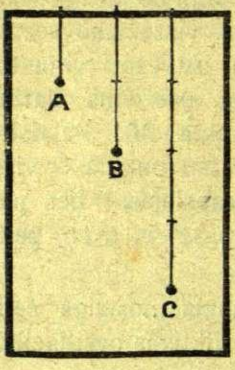
$$T=\pi\sqrt{\frac{l}{g}}.$$

§ 38. Pendeļa likumi. Paātrinajums g. Augšejā, tā saucamā matematiskā pendeļa formulā, saveenoti trīs svarigi likumi. Tā kā viņa nesatur sevī pendeļa masas leeluma skaitli, tad 1) pendeļa periods neatkarajas no viņa masas. Veenada gaŗuma deegā eekārta leela (smaga) un maza lode šūpojas ar veenadu periodu, tāpat ari no dažada materiala izgatavotas. Veenā un tanī pašā veetā zemes virsū ($g=const$) visi eedomajamee un realizejamee veenada gaŗuma pendeļi šūpojas veenadi — saprotams, cik tāļu neteek ņemti vērā dažadi blakus apstākļi, peem., berzešanās u. t. t. Šis rezultats veegli saprotams, jo, kā jau Galilejs peerādija, kādā noteiktā veetā visi ķermeņi krīt ar veenadu ātrumu.

2) Divu dažada gaŗuma pendeļu periodi stāv veens pret otru kā viņu gaŗumu kvadŗatsaknes:

$$\frac{T_1}{T_2}=\sqrt{\frac{l_1}{l_2}}.$$

Zīm. 38 ir attēlots rāmis ar trijeem pendeļeem A, B, C, no kuŗeem B ir divreiz, C četrreiz gaŗaks par A. Ja pēdejā periods ir T_A, tad B periods $T_B=\sqrt{2}\,T_A=1,41\,T_A$ un $T_C=2\,T_A$.



Zīm. 38.

3) Pendeļa periods neatkarajas no viņa svārstibas amplitudes; šo īpašibu sauc **izochronismu**. Bet no pag. § sacitā redzams, ka svārstiba ir izochrona tikai tad, ja viņas amplitude maza, — ja θ nepārsneedz dažus gradus, jo tikai tad x pazūd tur uzrakstitā vispārejā perioda izteiksmē. Ja, turpreti, amplitude, resp. θ ir leela, tad periods pee dažadām amplitudem ir dažads. Robežas, kādās svārstiba ir isochrona, dod sek. tabele:

θ^0	θ *radianos*	*sin* θ	*tg* θ
1^0	0,017453	0,017452	0,0175
2^0	0,034907	0,034299	0,0349
3^0	0,052360	0,052336	0,0524
4^0	0,069813	0,069756	0,0699
5^0	0,087266	0,087155	0,0875

Kā redzams, līdz 5^0 θ atšķiŗas no *sin* θ ļoti maz: pee 5^0 tikai par $\frac{1}{10000}$. Tabelē ir peevesti ari *tg'si*, jo beeži gadās leņķa veetā leetot viņus, vaj otradi.

Pendeļa perioda izteiksmē eeeet veegli izmērojami leelumi l un T, tapēc viņu var leetot paātrinajumu g meklejot. Leekot zinama gaŗuma deegā eekārtai svina loditei domatā veetā zemes virsū šūpotees un novērojot šūposanās periodu, var veegli un visai precizi aprēķinat g kā

$$g=\frac{4\pi^2}{T^2}\,l.$$

Ši ari ir veenigā praktiski leetotā metode. Ari § 35 uzrakstitā g atkariba no ģeografiskā platuma φ —

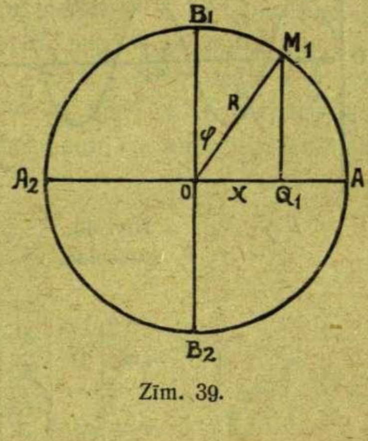
$$g_\varphi=978(1+0{,}0052\,sin^2\varphi)\,\frac{cm}{sec^2}$$

— ir dabūta ar viņas palīdzibu.

Plaši leetots praksē ir tā sauc. **sekundpendelis** — pendelis, kuŗa pus-periods (laiks no veena atvēzeena līdz otram) ir 1 *sec.* Kā no līdz šim sacitā redzams, viņa gaŗums dažadās veetās zemes virsū ir dažads. Preekš Rigas ($g = 981{,}48$) tāds ir $l = 99{,}5\,cm$, t. i. gandrīz 1 metru garš.

Pendeļus leeto pulksteņos kā regulatorus. Pirmo šādu pulksteni konstrueja holandeešu fiziķis Chr. Huygens's (1673); ari pirmais atsperu pulkstens ir viņa taisits.

§ 39. Svārstibu grafika. Faze. Svārstibu kustibas dabā sastopamas visai beeži, varbūt beežaki, ka visas citas; viņu dažadiba visai leela. Te peeteek aizrādit, ka visas ar molekulareem spēkeem saistitās, akustiskās, optiskās un daudzas elektriskās parādibas ir periodiskas oscillacijas. Tapēc nebūs leeki vēl aplūkot dažas viņu svarigas īpašibas.



Zīm. 39.

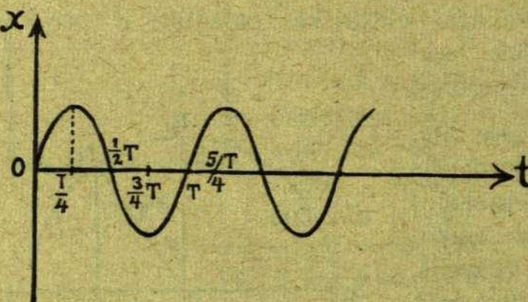
Vispirms atgreezisimees pee zīm. 39. un meklesim punkta Q noeetā ceļa atkaribu no laika. Sāksim pēdejo skaitit ar to mirkli, kad punkts M, riņķodams pulksteņa rāditaja virzeenā, atrodas vertikalā diametra augšejā galā. Tad viņa projekcija ir centrā O, taisidamās eet pa labi uz A_1. Pēc kāda laika sprīža t M ir nonācis līdz veetai M_1; tad Q ir punktā Q_1, atstātumā $OQ_1 = x$ no svārstibu centra. Lai augošeem x stāvetu preti augoši leņķi, ar kuŗeem mēs nosakam domatā radius-vektora acumirkļa stāvokli, rēķinasim viņus no vertikalā diametra. Tad $x = R \sin \varphi$. Bet nu $\varphi = \omega t$, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ir punkta M resp. Q frekvence. No otras puses, R — riņķa radiuss — ir punkta Q svārstibas amplitude; apzīmedami viņu ar A, mēs rakstam

$$x = A \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

Ši veenadiba dod oscillejošā punkta Q acumirkligo stāvokli atkaribā no patecejušā laika; viņa ir oscillacijas analitiskā izteiksme un, būdama trigonometriska funkcija, jo sevišķi uzsveŗ oscillacijas periodisko raksturu.

Sekosim tagad svārstibai pēc šī viņas apraksta. Kad $t = 0$, $x = 0$ (centrā); tas ir kustibas sākums. Laikam augot, aug ari x un kad

$t = \frac{T}{4}$, $x = A$, jo tad sinus'a arguments ir $\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2}$ un $sin \frac{\pi}{2} = 1$. Rēķinot visus no O pa labi ņemtos leelumus (garumus) kā pozitivus, mēs punktu Q šinī brīdī atrodam pee A_1 (pa labi.) Vēl pēc veenas perioda ceturtdaļas, kad $t = \frac{2T}{4}$, x ir atkal 0, jo tad $sin \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{T}{2} = sin \pi =$ 0; x ir atkal centrā. (Punkts M ir vertikalā diametra lejas galā). Laikam līdz $t = 3\frac{T}{4}$ peeaugot, x sasneedz leelumu $A \, sin \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{3T}{4} = A \, sin \frac{3}{2}\pi$ $= -A$; te punkts atrodas horicontalā diametra kreisā galā A_2. Beidzot, kad $t = \frac{4}{4} T = T$, x ir atkal centrā, lai laikam tāļak peeaugot, sāktu kustibu no gala. Tā mēs redzam, ka augšejā veenadiba ir pilnigs oscillacijas apraksts.



Zīm. 40.
Sinusoida.

Izdaritā analize mums palīdz dabūt šīs kustibas grafiku. Ņemsim artogonalas koordinatu asis (zīm. 40), no kurām abscisu asi peeņemsim kā laiku, ordinatu asi kā atstātumu asi; uzrakstisim augšā dabūtos rezultatus sek. tabeles veidā:

$t=$	0	$\frac{T}{4}$	$2\frac{T}{4}$	$3\frac{T}{4}$	$4\frac{T}{4}$	$5\frac{T}{4}$
$x=$	0	A	0	$-A$	0	A

u. t. t.

Konstruejot pa punkteem, mēs dabujam regularu vilņveidigu liniju ar noteiktos atstātumos sekojošeem maksimumeem $+A$ un minimumeem $-A$. Viņu sauc s i n u s o i d u. Sinusoida ir raksturiga kā daudzu svārstibu grafiku. Tapēc šās svārstibas sauc s i n u s s v ā r s t i b a s.

Svarstibas kustibas raksturs ir noteikts ar viņas periodu un amplitudi. Bet ja runā par kustibas stāvokli kādā noteiktā mirklī, tad ar šeem leelumeem veen nepeeteek, bet jaņem vēl trešais palīgā. Kā tādu var ņemt leņķi φ starp nekustamo diametru un radius-vektoru OM domatā mirklī; viņš tad dod svārstibas f a z i.

Līdz šim mēs peeņēmam, ka laika rēķina sākums sakrīt ar to mirkli, kad punkts Q, par kura kustibu eet runa, atrodas svārstibu (līdzsvara) centrā O. Tad

$$x = A \, sin \, \omega t$$

un $x=0$ katrreiz, kad $t=n\frac{\pi}{\omega}$, kur n ir vesels skaitlis ($n=1, 2, 3, \ldots$) Bet ja šis sākums ir patvaļigs, peem., t_0 *sec* pēc kustibas sākuma, tad kustibas īpatnibas eestājas par t_0 sekundem agraki, jo tagad $x=0$ tad, kad $t-t_0=n\frac{\pi}{\omega}$. Tapēc nu

$$x=A sin(\omega t-\omega t_0).$$

Salīdzinats ar pirmo izteiksmi, tas dod fazu starpibu $\delta=\omega t_0$. Tapēc, lai nesaistitu sevi ar specieleem noteikumeem par laika rēķina sākumu, mums vispārigi veenmēr jaraksta

$$x=A sin(\omega t-\delta).$$

Ši veenadiba tad dod pilnigu svārstibas kustibas raksturojumu, ja ir zinami viņas amplitude, periods un „fazes konstante" δ.

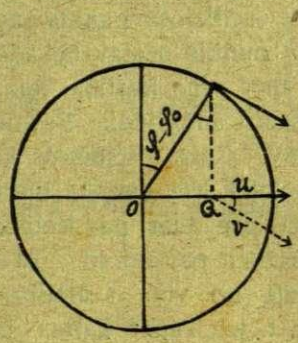
§ 40. Svārstibas enerģija. Kā jau aizrādits § 36, punktam Q, ap līdzsvara stāvokli svārstotees, katru brīdi peemīt zinama kinetiska un potenciela enerģija un pilna enerģija $E=K+P$, kuŗa, ja svārstiba noslēgta, t. t. ja uz punktu nedarbojas nekādi āreji spēki (bersešanās), visu laiku paleek konstanta. Tagad pameklesim šo enerģiju leelumus kādā zinamā brīdī.

Peeņemsim, svārstibas izteiksme ir

$$x=A sin(\omega t_0-\delta),$$

un apzīmesim punkta Q masu un ātrumu domatā mirklī ar m un u. Nav grūti redzet, ka u ir punkta M ātruma v projekcija. Teešam, kā zīm. 41. rāda, ja $\varphi-\varphi_0$ ir domatā mirkļa faze,

$$u=v cos(\varphi-\varphi_0)=v cos(\omega t-\delta).$$



Zīm. 41.

Ņemot vērā, ka $v=\omega R$, kur R ir riņka radiuss, un ka $R=A$, mēs mekletās kinetiskās enerģijas K izteiksmi dabujam kā

$$K=\frac{1}{2}m\omega^2A^2cos^2(\omega t-\delta).$$

Bet nu $cos^2(\omega t-\delta)=\frac{1+cos 2(\omega t-\delta)}{2}$, tapēc

$$K=\frac{1}{4}m\omega^2A^2[1+cos 2(\omega t-\delta)].$$

Pa veena perioda laiku otrais leelums stūrainās eekavās peeņem kā $+1$, tā -1 vērtibu un pee tam veenadi beeži. Tapēc caurmērā — pa visu periodu — ši leeluma vērtiba ir $=0$. Tas dod punkta videjo kinetisko enerģiju kā

$$K_m = \frac{1}{4} m \omega^2 A^2.$$

Viņa izteic svārstibas intensitati. Kā redzams, viņa ir amplitudes kvadratam proporcionala, tāpat ari frekvences kvadratam.

Kinetiskā enerģija savu maksimumu sasneedz centrā O un te savā skaitliskā vērtibā ir veenada ar punkta M kinetisko enerģiju $= \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2$. Tā kā te potencielā enerģija $P=0$, tad tas rāda ka $E = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2$ un ka ikbrīdi

$$E = K + P = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2.$$

Leekot te $K = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 cos^2 (\omega t - \delta)$, mēs dabujam

$$P = \frac{1}{2} \omega^2 A^2 [1 - cos^2 (\omega t - \delta)].$$

Bet $1 - cos^2 (\omega t - \delta) = sin^2 (\omega t - \delta)$, $A^2 sin^2 (\omega t - \delta) = x^2$; tas dod potencielās enerģijas izteiksmi

$$P = \frac{1}{2} m \omega^2 x^2:$$

oscillejoša punkta potencielā enerģija ir viņa atvēzeena kvadratam proporcionala.

§ 41. Dzeestošas (slāpetas) svārstibas. Līdz šim mēs peeņēmam, ka oscillejošā punkta enerģija $E = const$ pa visu svārstibas laiku, t. i. ka punkts nestāv nekādā sakarā ar ārpasauli un ārejeem spēkeem. Tapēc viņa kustiba, reiz sākusees, turpinas neaprobežoti ilgi ar konstantu amplitudi. Bet nu dabā šādu pilnigi noslēgtu, izoletu sistemu nav. Katrs oscillejošs ķermenis ir saistits ar apkārtni, kapēc katrreiz, leelakā vaj mazakā mērā, noteek zinama enerģiju apmaiņa ar āreeni, un pee tam pa leelakai daļai tā, ka ķermeņa eegūtā enerģija ir mazaka par atdoto. Tā rāmī eekārts pendelis sastop gaisa pretestibu; daļa no viņa svārstibas enerģijas pa deegu pāreet rāmja eešūpošanā u. t. t. Tapēc katras brīvi atstātas oscillejošas sistemas enerģija ar laiku pamazinas. Svārstibas intensitate un amplitude ari ar to pamazinas, un beidzot pavisam izzūd. Tā katra reala oscillacija ir leelakā vaj mazakā mērā dzeestoša.

Dzišanas eemesli var būt visai dažadi. Pa leelakai daļai viņi ir mechaniskas dabas kā dažadas berzes pretestibas. Bet veenmēr mēs viņus varam peelīdzinat zinamam spēkam, kas darbojas preti svārstibu radošam. Viņu raksturs ir visai komplicets un savā visumā maz izpētits. Eksperimenti rāda, ka neleelos kustibas ātrumos berzes pretestiba ir proporcionala ātruma pirmai, leelos ātrumos — otrai pakāpei, un veenmēr preteji vērsta. Tapēc, apzīmejot viņu ar f, un aprobežojotees ar mazu ātrumu v, mēs varam rakstit

$$f=-\gamma v,$$

kur γ ir proporcionalitates faktors, saukts berzes koeficients.

Kustibas paātrinajums ir noteikts ar visu viņu radošo spēku zumu, kapēc dzeestošai svārstibai ir jaraksta

$$ma=-k^2x-\gamma v,$$

jeb

$$ma=\gamma v+k^2x=0.$$

Izlobidami no šis veenadibas noeetā ceļa gabala x atkaribu no laika t, mēs dabujam pilnigu domatās kustibas raksturojumu. Tas veegli panākams ar augstakās matematikas metodu palīdzibu. Ja nedzeestošā svārstiba ir $x=A_0 \sin \omega_0 t$ un dzišanu radošais berzes koeficents ir konstants, tad izrādas, ka šī veenadiba apmeerinama ar

$$x=A_0\, e^{-\frac{\gamma}{2m}t} \sin \omega t.$$

Te e ir naturalo logaritmu baze, m oscillejošā punkta masa, un ω dzeestošās svārstibas frekvence. Kā redzam, viņa nav agrakā; vispāri dzeestoša svārstiba ir gausaka par nedzeestošu, t. i. $\omega<\omega_0$. Bet ja γ ir mazs, tas ir, ja dzišana ir lēna, tad šī starpiba nav leela, tā ka tad var likt $\omega=\omega_0$. Totees amplitude, kā uz to norāda viņai klāt esošais faktors $e^{-\frac{\gamma}{2m}t}$, mainas, resp. pamazinas veenmēr, un jo vairak, jo leelaka ir berze; kad laika deezgan, viņa paleek 0, — svārstiba izbeidzas.

Uzrakstisim augšejo veenadibu teem mirkļeem, kad punktam ir visleelakā elongacija (amplitude), t. i. kad $t=\frac{T_0}{4}$, $t=3\frac{T_0}{4}$, $t=5\frac{T_0}{4}$ u. t. t., kur T_0 ir nedzeestošās svārstibas periods; tas dos mums svārstibas pirmo, otro, trešo u. t. t. amplitudi:

$$x_1=A_1=A_0 e^{-\frac{\gamma}{2m}\cdot\frac{T_0}{4}}$$

$$x_2=A_2=A_0\, e^{-\frac{\gamma}{2m}\cdot\frac{3T_0}{4}}$$

. . . .

$$x_n=A_n=A_0\, e^{-\frac{\gamma}{2m}\cdot(2n-1)\frac{T_0}{4}}$$

$$x_{n+1}=A_{n+1}=A_0 e^{-\frac{\gamma}{2m}(2n+1)\frac{T_0}{4}}$$

Ņemot ik divu sekojošu amplitudu atteecibu, mēs dabujam svarigu rezultatu:

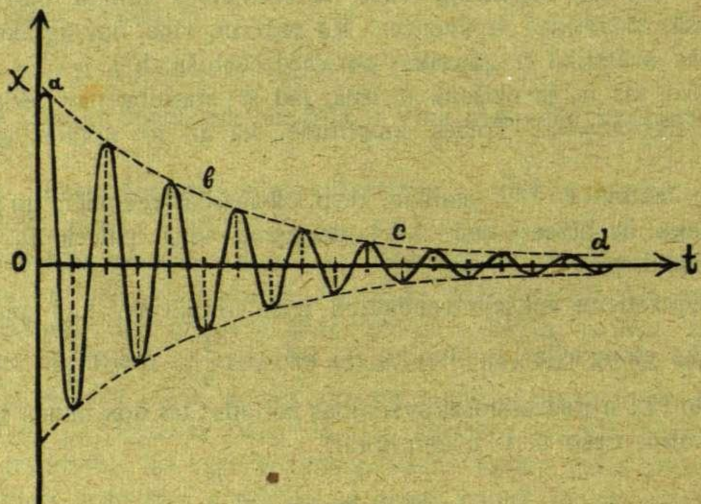
$$\frac{A_1}{A_2}=\frac{A_2}{A_3}=\frac{A_3}{A_4}=\ldots\ldots\frac{A_n}{A_{n+1}}=e^{-\frac{\gamma T_0}{4m}}$$

t. i. lēni dzeestošas oscillacijas divu sekojošu amplitudu samērs ir visu laiku veenads. Viņu nosaka kautkādu divu amplitudu samēra naturalais logaritms

$$lg_{nat}\frac{A_n}{A_{n+1}}=-\gamma\frac{T_0}{4m}.$$

Leelumu $\frac{\gamma T_0}{4m}$ sauc dzeestošās oscillacijas logaritmisko dekrementu. Kā redzam, viņu var veegli izmērit, zinot m un T_0 un novērojot divas sekojošas amplitudes. Tapēc tādā ceļā var mērot ta apvidus berzes koeficietu, kurā svārstiba noteek.

Dzeestošas svārstibas grafika dota zīm. 42. Kā jau sacits, viņa būs tāda tikai tad, ja dzišana noteek lēni, jo tikai tad frekvence paleek agrakā. Strauji dzeestošās kustibās amplitudei kritotees peri-



Zīm. 42.
Dzeestoša svārstiba.

ods peeņemas. Leela nozīme, sevišķi daudzu aparatu konstrukcijā, ir tā saucamām aperiodiski dzeestošām svārstibam. Svārstiba ir aperiodiska, ja berze pārsneedz zinamu robežu. Tad punkts, atvēzsts no sava līdzsvara stāvokļa un vaļā palaists, tuvojas tam lēni un viņu sasneedzis apstajās. (Pendelis šķidrumā).

§ 42. Uzspeestas svārtibas. Rezonance. Svārstibas, kas rodas zem raksturigā quasi-elastigā spēka $f=-k^2x$ eespaida, mēs saucam brīvas, dabiskas jeb īpatnejas, viņu periodu T_0 — īpatnejo periodu.

Tādas, starp citām, ir tikai smagumam padota pendeļa svārstibas. Par viņām runajām līdz šim. Tagad īsumā aplūkosim viņām preti stāvošās uzspeestās svārstibas, kas rodas tur, kur blakus spēkam f darbojas kāds otrs periodisks spēks.

Periodiski spēki var būt dažadi. Ari no laika atkarigais un ar veenadibu

$$F = F_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$$

izteiktais spēks F ir tāds. Te F_0 ir viņa maksimalā vērtiba — „amplitude", T — maiņas periods. Šāda rakstura spēki jo sevišķi beeži sastopami un fizikalās parādibās teem leela loma. Peeņemsim, ka šāds spēks darbojas uz svārstibu spējigu materielu punktu m. Tad svārstibas aprakstošo veenadibu dabujam, pamatodamees uz otro dinamikas likumu, kas saka, ka jebkuŗā mirklī eegūtā paātrinajuma a un masas m produkts ma ir veenads ar visu darbojošos spēku zumu. Vispārigā gadijumā, peeņemot, ka punkta svārstiba ir dzeestoša (§ 41), mēs rakstam:

$$ma + \gamma v + k^2 x = F_0 \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

Šīs veenadibas atrisinajums ir deezgan komplicets, jo te mekleamais x — punkta acumirkligā elongacija — eetilpst ari ātruma v un paātrinajuma a izteiksmē. Atteeciga matematiska analize te dod x divas nozīmes, no kuŗām pirma izteic izdzeestošo īpatnejo svārstibu un otra

$$x = B \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \delta \right)$$

apraksta pēc tam paleekošo uzspeesto svārstibu. Kā redzams, šai pēdejai ir spēka F periods T, bet jauna amplitude B un faze δ.

B un δ atkarajas kā no T_0 un T, tā ari no berzes γ. Ja saīsinajuma pēc $\frac{2\pi}{T_0}$ apzīmejam ar ν_0 un $\frac{2\pi}{T}$ ar ν, tad

$$B = \frac{F_0}{\sqrt{m^2 (\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \gamma^2 \nu^2}}$$

un

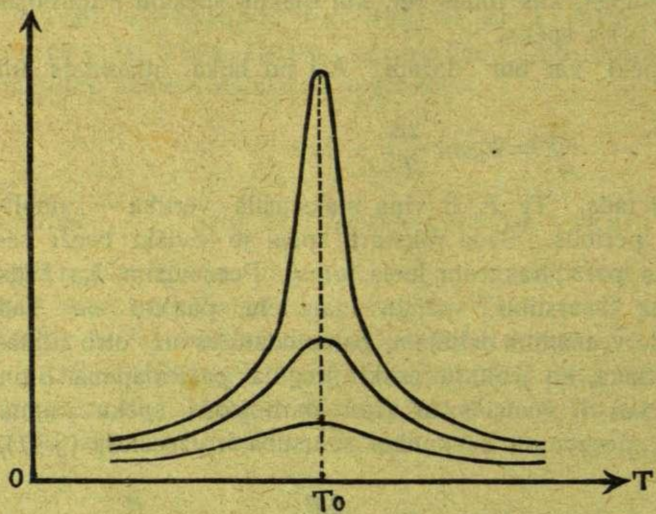
$$tg\delta = \frac{\gamma\nu}{m(\nu_0^2 - \nu^2)}.$$

Tas rāda, ka uzspeestā amplitude ir jo leelaka, jo mazaks ir $\nu_0 - \nu$, t. i. jo mazak veens no otra atsķiras punkta īpatnejais periods T_0 un spēka periods T. Kad

$$T_0 = T,$$

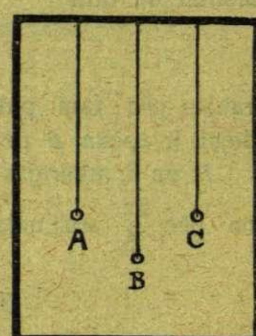
amplitude ir visleelakā. Tad punkts visleelakā mērā seko spēka F svārstibām. Šo gadijumu sauc rezonanci.

Uz rezonances amplitudi leelā mērā atstāj eespaidu ari berzešanās koeficents γ. Kā augšejā izteiksmē redzams, viņa ir jo leelaka, jo mazaka ir berze (dzišana). Pee visai maza γ amplitude ir ārkārtigi leela. Zīm. 43 ir schematiski attēlota B atkariba no uzspeestā perioda pee trijeem dažadeem berses koeficienteem. Rezonance ir jo mazaka, jo mazaks ir γ.



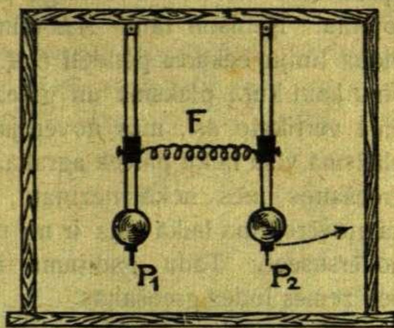
Zīm. 43.
Rezonance.

Nupat aprakstitās parādibas varam novērot pee veenā rāmī eekārteem pendeļeem. Zīm 44 tādi ir trīs, no kuŗeem A un C ir veenada gaŗuma, tā tad ar veenadeem īpatnejeem periodeem. Ja veens no viņeem, peem., C periodiski šūpojas, rāmis teek ar tādu pašu periodu raustits, līdz ar to periodiski raustās abu pārejo pendeļu peekaras punkti. Tā C te kalpo kā augšā minetais periodiskais spēks F, kas darbodamees uz A un B, uzspeež viņeem savu „svārstibu". Bet tā kā no viņeem tikai A ir rezonances spējigs, tad ar laiku eešūpojas tikai viņš; pendelis B, turpreti, būďams par C gaŗaks, paleek gluži meerā.



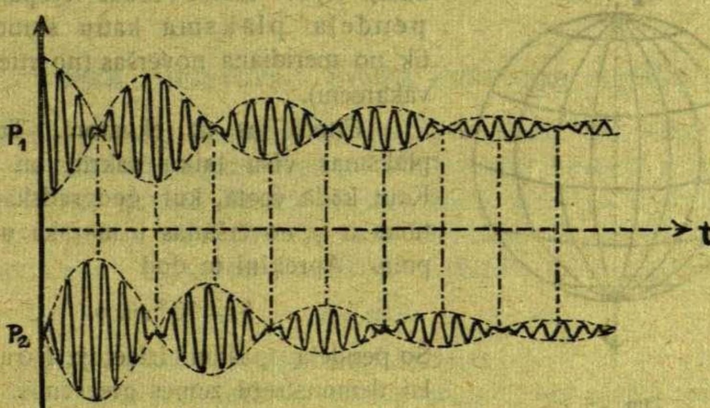
Zīm. 44.
Pendeļu rezonance.

Pendelis C, eešūpodams A, zaudē daļu no savas enerģijas, tapēc viņa amlitude ar laiku pamazinas. Pamazam viņa enerģija pāreet uz A, un var rastees brīdis, kad viņa izsīkst. Tad viņš pilnigi apstājas; A, turprei, tanī brīdī svārstās visintensivak. Bet tagad nu A ir darbigais spēks F; tagad viņš rausta rāmi un tā speež pendeli C sākt svārstibu no jauna. Tas savukārt pamazina A enerģiju un leek beidzot viņam apstātees. Tad C svārstās atkal ar agrako intensitati un sāk savu darbu no gala. Tā starp A un C noteek periodiska viņu enerģiju apmaiņa. Ar to ir izteikts no augsejās veenadības taisamais slēdzeens, ka rezonances gadijumā fazu starpības $tg\delta = \infty$, t. i. $\delta = \frac{\pi}{2}$. Sacito visai labi demonstrē tā saucamais **divkāršais pendelis** (zīm. 45). Rāmī eekārti divi no ceeteem steeņeem izgatavoti un ar teevas drāts spirali F saveenoti veenada gaŗuma pendeļi P_1, P_2. Kamēr abi viņi meerā, spirale ir neeesteepta, bet veenam no viņeem rāmja plāksmā šūpojotees, spirale izsteepdamās un saraudamās eekustina arī otro. Te abi pendeļi ir **saistiti** un jo stipraki, jo zemak nostumta spirale. Acimredzot, arī šai **saistibas pakāpei** būs viņu svārstibās loma.



Zīm. 45.
Divkāršais pendelis.

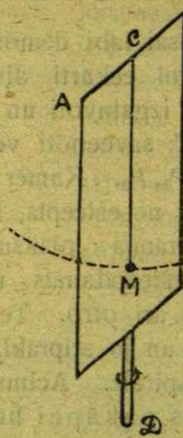
Turesim veenu no viņeem, peem., P_1, līdzsvara stāvoklī, atvēzisim otro pa labi un tad palaidīsim abus uz reizi vaļā. Ja saistiba vāja, no sākuma svārstisees tikai P_2, bet drīzi veen sāks to pašu darit arī P_1. Kad P_1 intensitate sasneegs maksimumu, P_2 apstāsees. Pēc tam tas notiks ar P_1 u. t. t. Tā veenmēr, kad veens no viņeem svārstas ar visleelako amplitudi, otrā amplitude ir 0: svārstibu amplitudes



Zīm. 46.
Saistitas svārstibas.

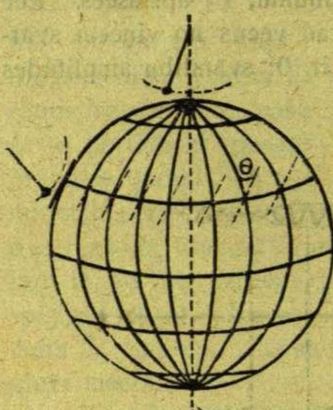
periodiski mainas. Veegli saprotams, ka ši maiņa ir jo beežaka, jo ceešaka ir abu pendeļu saistiba. Zīm. 46. attēlota divkārša pendeļa kustibas grafika. No viņas it jo sevišķi labi izprotams svārstibas raksturs: te katrs pendelis svārstas ne vairs veenmērigi, bet itkā grūdeeneem. Šo parādibu — periodisku amplitudes maiņu — sauc par „siteeneem". Ar viņu mēs vēl sastapsimees akustikā, optikā un elektriskos vilņos.

§ 43. Foucault (Fukò) pendelis. Beidzot aplūkosim vēl veenu svarigu pendeļa peeleetojumu. Ņemsim rāmī *AB* (zīm 47) pa viņa vidus liniju eekārtu pendeli *CM*. Ešūpodami viņu kaut kurā plāksmā un greezdami rāmi ap viņa vertikalo asi, mēs novērojam, ka pendeļa plāksma visu laiku paleek agrakā. Ja par rāmja greešanos mēs nekā nezinatu, mums liktos, ka novērojuma laikā viņa ir no rāmja plāksmas novērsusees. Tādu gadijumu mēs sastopam pee zemes lodes greešanās.



Zīm. 47.

Eedomasimees šādu pendeli uzkārtu polā (peem., zeemeļpolā) (zīm. 48). Zemes lodei ap asi veenmērigi greežotees, katrs viņas meridians veenā stundā pagreežas uz rīteem par $\theta = \frac{360^0}{24} = 15^0$; tāds katru stundu rodas leņķis starp pendeļa šūpošanās un meridiana plāksmu. Bet greezdamees zemei līdzi, mēs viņas meridiana novēršanos nemanam, tapēc mums rodas eespaids, ka p e n d e ļ a p l ā k s m a katru stundu par tik no meridiana novēršas (no rīteem uz vakareem).



Zīm. 48.

Citadi tas uz ekvatora. Tur abas plāksmas visu laiku sakrīt, un $\theta = 0$. Kaut kādā veetā, kur ģeografiskais platums ir φ, novēršanās ir mazaka nekā uz pola. Aprēķini te dod

$$\theta = 15^0 \sin \varphi.$$

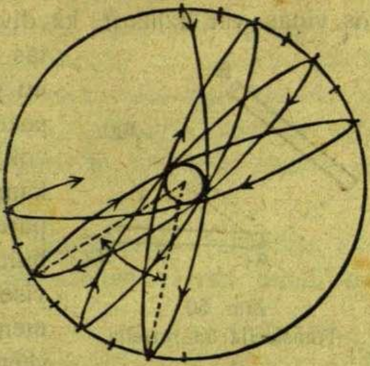
Šo pendeļa īpašibu izleetoja F o u c a u l t, lai demonstretu zemes greešanos.

Lai demonstracija izdotos, pendelis jaņem deezgan smags un garš. Tas tapēc, ka tad visi varbūtigee traucekļi mazak eespaido viņa svārstibas „tīribu". Sevišķi te krīt svarā neveenada svārstibas brīviba dažados virzeenos: ja uzkāršanas punktā pendelis kādā virzeenā sastop pretestibu, viņš drīzi veen sāk eet pa ellipsi. Ari sāņus kustibas pee vaļā laišanas speež pendeli pāreet uz elliptisku kustibu, un jo vairak, jo veeglaks viņš ir. Tapēc F o u c a u l t

(1850) eksperimenteja ar 28 *kg* smagu un ap 67 *m* garu Parizes Panteonā uzkārtu tērauda drāts pendeli.

Gan izrādas, ja peenācigā kārtā rūpejas par svārstibas brīvibu divos perpendikularos virzeenos, un ja drāts, kurā pendelis eekārts, ir pilnigi brīva no dažadeem elastigeem spraigumeem, ja viņa nav savērpta un ir pilnigi taisna (kas panākams viņu pee izsteepšanas karsejot), tad labus rezultatus var dabūt ari ar īsakeem un veeglakeem pendeļeem.

Lai svārstiba būtu ilga, pendelim leek viņa plāksmu zīmet ne pastāvigi, bet tikai novērojuma sākumā un beigās. To panāk, peestiprinot viņam tintē eemērktu bārkstiņu, kura uz apakšā nolikta papira vēlamā brīdī uzvelk svārstibas ceļa līniju. Leņķis starp eksperimenta sākumā un beigās uzvilktām linijam ir mekletā novēršanās. Sāņus kustibas vaļā laižot novērš, atvēžot pendeli ar eesteeptu deegu un tad pēdejo pārdedzinot. Tomēr ari rūpigi palaista pendeļa svārstiba reti kad paleek plāksmā; ar laiku viņa tomēr kļūst elliptiska. Tādu gadijumu rāda zīm. 49. Ja ellipses nav pārak apaļas, novēršanos dabū kā leņķi starp divu viņu leelām asim.



Zīm. 49.

Spēku līdzsvars. Ceeta ķermeņa statika.

§ 44. Ceeta ķermeņa definicija. Statika. Līdz šim, kinematiskās un dinamiskās parādibas aprakstot, mums peetika ar materielu punktu. Viņa veenigā īpašiba bij viņa masa, tapēc uz viņu darbojošos spēku peelikšanas veeta bija veenmēr noteikta. Šo spēku zuma ΣF un punkta masa bij veenigee kustibas noteiceji, un tanī gadijumā, kad

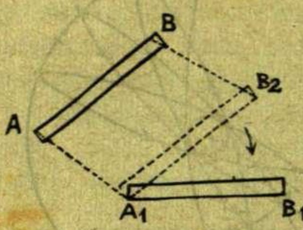
$$\Sigma F = 0,$$

punkts stāveja meerā vaj veenmērigi kustejās.

Dabas materielee ķermeņi nu nav punkti, bet eeņem leelaku vaj mazaku tilpumu. Tapēc te spēka peelikšanas veetas var būt daudzas, līdz ar to dažadas veena un ta paša spēka raditās kustibas. Tā, peem., ja ķermenis ir peestiprinats kādā savā punktā, viņš meerā būs tikai tad, kad ārejo spēku kopotne būs peelikta pēdejam; visos citos gadijumos ķermenis ap peestiprinajuma punktu greezisees. Tā tad ari te spēks ir vektors, bet vektors aprobežots — ar fiksetu sākumu. Tomēr punkta mechanikas likumi leetojami ari te, jo katru ķermeni var uzlūkot kā daudzu materielu **punktu sistemu**, kā zinameem spēkeem saistitu viņu kopojumu, un tad viņa dažadās mechaniskās īpašibas izskaidrot ar šo saistošo spēku veidu un leelumu dažadibu.

Ķermenis, kuŗa daļas zem ārejo spēku eespaida nemaina savus atstātumus (veetas), ir **absoluti ceets**. Kaut gan dabā šadu ķermeņu nav, jo visi realee ķermeņi ir vairak vaj mazak deformejami, tomēr mechanikā, kur galvenā kārtā no svara pati kustiba, ir izdevigi šādu fikciju leetot. Tapēc ari mēs **ceetu** nosauktu ķermeni sapratisim kā absoluti ceetu.

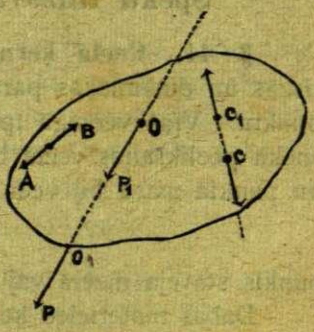
Ceetu ķermeņu kustibas var būt visai dažadas, bet visos gadijumos viņas var uzlūkot kā divu elementarkustibu veidu virknejumu; tās ir **pārveetošanās** jeb **translacijas** un **greešanās** jeb **rotacijas** kustibas. Tā, peem., kāda ceeta steeņa pāreja no stāvokļa AB stāvoklī A_1B_1 (zīm. 50) panākama, ja papreekš viņu pašam sev paraleli pārceļ uz A_1B_2 un tad ap punku A_1 pagreež bultas norādītā virzeenā līdz A_1B_1. Tāpat visos citos gadijumos. Līdz ar to visi ķermenim peeliktee spēki sadalas divās grupās: veeni dod viņa pārveetošanos, otree — greešanos. Mēs eesāksim ar to, kad šee spēki ir līdzsvarā — ar ceeta ķermeņa **statiku**.



Zīm. 50.
Translacija un rotacija.

§ 45. Spēku zumešana. Ķermeņa līdzsvaru noteic viņam peelikto spēku kopotne; tapēc vispirmā kārtā ir japrot viņu atrast. Vispārigā gadijumā tas nenākas veegli, jo spēka vektors te ir aprobežots vektors. Tomēr atveeglinajums rodas, ja ņem vērā dažas ceeta ķermeņa īpašibas.

Peeņemsim, ceeta ķermeņa punktā O ir peelikts spēks Op (zīm. 51). Tā kā visi viņa punkti negrozami saistiti, tad punktam O spēka virzeenā pārveetojotees, tāpat pārveetosees visi uz linijas Op gulošee punkti, starp citu ari O_1. Tāpat ja Op tur ķermeni meerā: ķermenis nekustesees, ja nekustiga būs visa linija OO_1. No ta mēs taisam slēdzeenu, ka ceetā ķermenī spēka peelikšanas veetu var viņa virzeenā pārveetot kā patīkas. Tā tad te spēka vektors zinamās robežās tomēr ir brīvs.

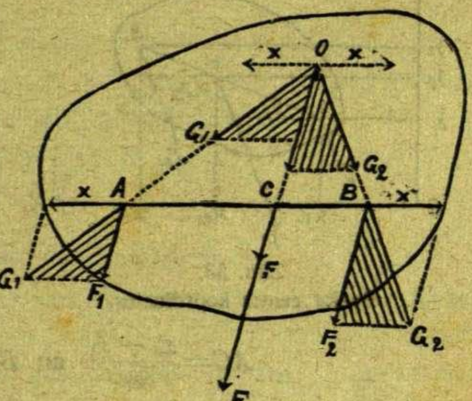


Zīm. 51.
Speka pārcelšana.

Ķermeņa stāvoklī nekas nemainisees, ja kādā viņa punktā būs peelikti divi veenādi un preteji vērsti spēki A,B. Ja viņš būs meerā bijis, meerā viņš ari paliks, jo peeliktee spēki veens otra darbibu neitralizē. Bet nupat sacitais rāda, ka tas tā būs ari tad, ja abu spēku peelikšanas punkti ir veens no otra atstātu, kā zīmejumā spēki C, C_1. Tapēc ceetam ķermenim peeliktos spēkus zumejot, kurā katrā viņa punktā, vaj linijas galos vajadzibas gadijumā var likt veenadus un preti vērstus spēkus. Tas beeži veen atveeglo statikas uzdevumu.

Ja visi peeliktee spēki guļ veenā plāksmā, ja viņi, kā saka, ir komplanari, un ja viņu virzeeni šur, vaj tur (kaut ari ne ķermeņa robežās) krustojas, viņu kopotni atrast nav grūti. Ņemdami viņus pa pāram un pamatodamees uz nupat sacito, mēs pārceļam viņu peelikšanas punktus viņu virzeenu krustotnē un tāļak rīkojamees parastā kārtā. Tā galu galā dabujam veenu viņu kopotni ar noteiktu peelikšanas punktu, skaitlisko vērtibu un virzeenu. Bet tāds ir ejamais ceļš tikai komplanaru spēku gadijumā. Ja spēki guļ dažādās plāksmās, viņi nekādas kopotnes nedod un tapēc te jarīkojas citadi. Ari paraleli komplanari spēki zumejami citadi.

§ 46. Paraleli spēki. Zīm. 52 attēlots ceets ķermenis, kurā punktos A un B peelikti divi paraleli, un veenadi vērsti komplanari spēki F_1 un F_2; viņu kopejā plāksma ir zīmejuma plāksma. Peeliksim tagad punktos A un B linijas AB virzeenā preteji vērstus veenadus spēkus x. Kā redzejām pag. §, ceeta ķermeņa gadijumā to drīkstam darit. Tad spēki F_1, x dod punktā A kopotni G_1, spēki F_2, x punktā B kopotni G_2. Pēdejās nav vairs paralelas, tapēc pārceldami viņas uz viņu virzeenu krustotni O, mēs veegli dabujam viņu zumu, kas ir ari F_1 un F_2 zuma. Zumešanu panāk visveeglak, ja pee O spēkus G_1 un G_2 no jauna sadala komponentēs F_1 un x, resp. F_2 un x. Te x atkal pazūd un paleek spēku F_1 un F_2 zuma



Zīm. 52.
Paraleli spēki.

$$F = F_1 + F_2;$$

viņa ir abeem spēkeem paralela un peelikta punktā O. Pārcelsim viņu uz C. Tad C pazīme ir ta, ka viņa veeta ir no abu peelikto spēku virzeena neatkariga.

Greezisim vēribu uz trīsstūreem AG_1F_1 un OAC. Viņi veens otram līdzigi. Tāpat ari trīsstūri BG_2F_2 un OBC: Tas dod

$$\frac{OC}{F_1}=\frac{AC}{x}$$

un

$$\frac{OC}{F_2}=\frac{BC}{x},$$

no kureenes:

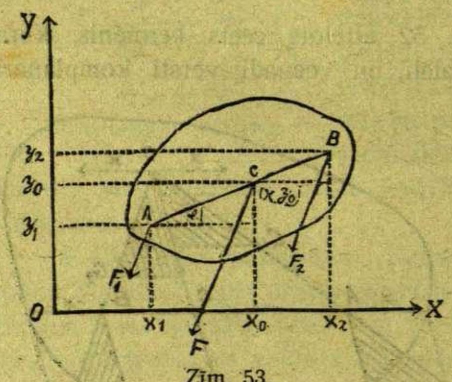
$$OC.x=F_1.AC$$
$$OC.x=F_2.BC.$$

Bet tā kā te kreisās puses ir veenadas, tad

$$F_1AC=F_2.BC, \qquad (*)$$

jeb

$$AC=\frac{F_2}{F_1+F_2}AB.$$



Zīm. 53.
Spēku centra koordinates.

Tas rāda, ka teešam C veeta atkarajas no F_1 un F_2 leeluma, bet ne virzeena. Punktu C sauc paralelo spēku centru.

Centra veetas dabūšanai var leetot ari viņa koordinates. Eedomasimees spēku F_1 un F_2 plāksmā ortogonalas asis OX un OY (zīm. 53.) un nosauksim punktu A, B, C, koordinates respektivi x_1, y_1; x_2, y_2; x_0, y_0; Tad, ja linija AB dod ar OX-asi leņķi φ,

$$AC=\frac{x_0-x_1}{cos\varphi} \text{ un } BC=\frac{x_2-x_0}{cos\varphi};$$

līdzigā kārtā:

$$AC=\frac{y_0-y_1}{sin\varphi} \text{ un } BC=\frac{y_2-y_0}{sin\varphi}.$$

Leekot to veenadibā (*), mēs dabujam

$$F_1(x_0-x_1)=F_2(x_2-x_0)$$
$$F_1(y_0-y_1)=F_2(y_2-y_0);$$

tad centra C koordinates aprēķinamas no

$$Fx_0=F_1x_1+F_2x_2$$
$$Fy_0=F_1y_1+F_2y_2.$$

Ja koordinatu asis ņemtas patvaļigi, centra dabūšanai jaņem palīgā vēl trešā ass OZ; līdz ar to rodas trešā veenadiba

$$Fz_0 = F_1z_1 + F_2z_2.$$

Te $F = F_1 + F_2$. Ja spēku ir vairak: F_1, F_2, $F_3, \ldots$, var rīkotees līdzigā kārtā. Acimredzot, ari te viņu kopotnes skaitliskā vērtiba ir

$$F = F_1 + F_2 + F_3 + \ldots,$$

un peelikšanas punkta C koordinates dabujamas no

$$Fx_0 = F_1x_1 + F_2x_2 + F_3x_3 + \ldots$$
$$Fy_0 = F_1y_1 + F_2y_2 + F_3y_3 + \ldots$$
$$Fz_0 = F_1z_1 + F_2z_2 + F_3z_3 + \ldots,$$

jeb simbolos:

$$x_0 = \frac{\Sigma Fx}{\Sigma F}, \; y_0 = \frac{\Sigma Fy}{\Sigma F}, \; z_0 = \frac{\Sigma Fz}{\Sigma F},$$

kur Σ ir zumešanas operacijas apzīmejums. Teešam: zumejot F_1 un F_2, mēs viņu kopotni dabujam kā $F' = F_1 + F_2$ ar peelikšanas punkta abscisi x'_0:

$$F'x'_0 = F_1x_1 + F_2x_2.$$

Ņemot tāļak klāt F_3 un nosaucot $F_1 + F_2 + F_3 = F_3 + F' = F''$, mēs nākošā peelikšanas punkta koordinati x'' dabujam no

$$F''x'' = F'x'_0 + F_3 x_3,$$

kas attīstitā veidā ir

$$(F_1 + F_2 + F_3)\, x''_0 = F_1x_1 + F_2x_2 + F_3x_3.$$

Eedami tā tāļak un vērā ņemdami ari koordinates y_0, z_0, mēs nonākam pee augšejām veenadibam.

§ 47. Smagums. Masu jeb inerces centrs. Ja ķermeņa masu punkti ir m_1, m_2, $m_3 \ldots$, un ja zemes smaguma paātrinajums domatā veetā ir g, tad viņus katru zeme peevelk ar spēkeem m_1g, m_2g, $m_3g, \ldots$ Visi viņi ir vērsti uz zemes lodes centru. Kad ķermeņa dimensijas, salīdzinot ar viņa atstātumu no ši centra, ir mazas, mēs viņus varam uzlūkot kā paralelus. Tad viņu kopotne

$$P = m_1g + m_2g + m_3g + \ldots = \Sigma mg$$

ir ķermeņa svars. Šās kopotnes peelikšanas punkts ir ķermeņa smaguma centrs ar koordinatem

$$x_0 = \frac{\Sigma\, mgx}{\Sigma\, mg}, \; y_0 = \frac{\Sigma\, mgy}{\Sigma\, mg}, \; z_0 = \frac{\Sigma\, mgz}{\Sigma\, mg},$$

jeb, tā kā $g = const.$ un $\Sigma m = M$ ir ķermeņa masa,

$$x_0 = \frac{\Sigma\, mx}{M}, y_0 = \frac{\Sigma\, my}{M}, z_0 = \frac{\Sigma\, mz}{M}.$$

Ja smaguma centrs ir koordinatu sākumā, $x_0 = y_0 = z_0 = 0$; tad ari produktu zumas $\Sigma\, mx = 0$, $\Sigma\, my = 0$, $\Sigma\, mz = 0$. Ja domatam ķermenim ir lodes vaj ripas forma, viņa smaguma centrs sakrīt ar viņa ģeometrisko centru. Tāpat ari gredzena gadijumā. No ta mēs redzam, ka smaguma centrs var atrastees ari ārpus ķermeņa masas robežam.

Smagumam padots ķermenis būs meerā (viņam nebūs pārveetošanās) tad, kad viņa smaguma centram būs peelikts svaram P preti vērsts ar viņu veenads spēks. Ja viņš kustesees, viņa punktu koordinates x, y, z ikmirkļus mainisees, līdzi tam mainisees viņa smaguma centra koordinates x_0, y_0, z_0. Smaguma centra kustibai ir dažas interesantas īpašibas.

Nosauksim kādā laika sprīdī $\triangle t = t_2 - t_1$ notikušās punktu abscisu maiņas ar $\triangle x$; tad smaguma centra abscises maiņa būs $\triangle x_0$, un augšejās izteiksmes dos:

$$M(x_0 + \triangle x_0) = \Sigma\, m\,(x + \triangle x)$$

$$M x_0 = \Sigma\, mx.$$

No pirmās otro atņemot, mēs dabujam

$$M \triangle x_0 = \Sigma\, m \triangle x.$$

Dalita ar $\triangle t$, ta dod

$$M \frac{\triangle x_0}{\triangle t} = \Sigma\, m \frac{\triangle x}{\triangle t}.$$

Te $\frac{\triangle x_0}{\triangle t}$ un $\frac{\triangle x}{\triangle t}$ ir smaguma centra un ķermeņa masu punktu pārveetošanās ātrumi OX ass virzeenā. Apzīmejot viņus ar v_{ox} un v_x, mēs rakstam

$$M v_{ox} = \Sigma\, m v_x$$

un līdzigi

$$M v_{oy} = \Sigma\, m v_y\,,\ M v_{oz} = \Sigma\, m v_z\,.$$

Bet $\Sigma m v_x$ u. t. t. ir visa ķermeņa un $M v_{ox}$ u. t. t. viņa smaguma centra kustibas daudzuma (momenta) projekcijas. Tapēc dabutais rezultats rāda, ka ķermeņa smaguma centrs kustas tā, itkā viņā būtu koncentreta visa ķermeņa masa un itkā viņš nestu visu ķermeņa momentu. Aiz šā eemesla smaguma centru sauc ari masu centru.

Tādā pat kārtā var peerādit, ka ari paātrinatas kustibas gadijumā, ja a_x, a_y, a_z un a_{ox}, a_{oy}, a_{oz} ir masu punktu un smaguma centra paātrinajumu projekcijas,

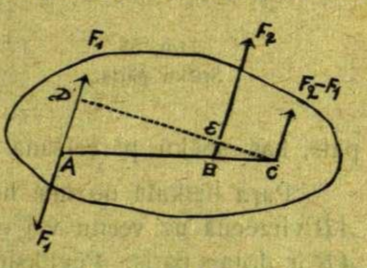
$$Ma_{ox} = \Sigma\, ma_x,\; Ma_{oy} = \Sigma ma_y,\; Ma_{oz} = \Sigma\, ma_z,$$

t. i. ka ari te smaguma centrs kustas tā, itkā viņā būtu visa ķermeņa masa un itkā viņam būtu visi dzineji spēki peelikti. Šīs īpašibas pēc mēs ari līdz šim kāda ķermeņa kustibas veetā domajām viņa smaguma, resp. masu centra kustibu un otradi.

Tas peešķir smaguma centram vēl veenu svarigu īpašibu. Ja ķermenis padots tikai saveem eekšejeem spēkeem, tad pee viseem eespējameem eekšejeem notikumeem masu centra kustiba, resp. paātrinajums nemainas. Ja viņš bija meerā, viņš meerā paleek, ja veenveidigi kustejās — to dara ari tāļak. Tā, peem., izšautas leelgabala lodes smaguma centrs skreen pa parabolu (balistisko liniju, § 19) un no viņas nenoeet ari lodei eksplodejot un pēc tam. Smaguma, resp. masu centrs itkā nes sev līdz visa ķermeņa inerci; tapēc viņu sauc ari inerces centru, un nupat izteikto viņa īpašibu — inerces centra kustibas likumu.

§ 48. Antiparaleli spēki. Paralelus un preti vērstus spēkus sauc antiparalelus; tādi zīm. 54. ir spēki F_1 un F_2, pee kam $F_2 > F_1$. Viņu kopotnes atrašanai rīkojamees šādi. Sadalisim F_2 divos paralelos un veenadi vērstos spēkos; veenu no viņeem, veenadu ar F_1, peeliksim punktā A un F_1 pretejā verzeenā un otru $F = F_2 - F_1$ punktā C. Tas eespējams, ja veen

$$F_1 . AB = F . BC.$$



Zīm. 54.
Antiparaleli spēki.

Bet nu punktā A abi peeliktee spēki F_1 veens otru iznīcina, tapēc paleek tikai

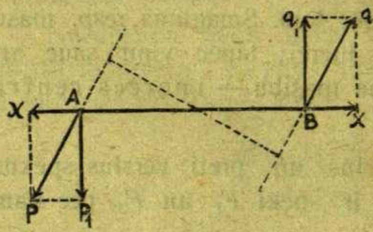
$$F = F_2 - F_1,$$

vērsts leelakā spēka F_2 virzeenā. Viņš ir abu ņemto spēku algebraiskā zuma (kopotne), viņa peelikšanas punkts C ir noteikts ar

$$CB = \frac{F_2}{F_2 - F_1} . BA$$

Tas rāda, ka ari antiparalelu spēku gadijumā, ņemot preteji vērstos ar pretejām zīmem, mēs varam rīkotees pēc pag. §§ norāditām metodem. Tapēc, ja uz ķermeņi darbojas vairaki komplanari paraleli un antiparaleli spēki, viņus visus var saveenot noteiktā kopotnē. Pēdejai preti vērstais un ar viņu veenadais spēks ir tas, kas ķermeni tur līdzsvarā. Bet tomēr ir veens gadijums, kad šīs metodes neder un tas ir pee $F_1 = F_2$. Tad viņu kopotne $F = 0$, bet viņas peelikšanas punktam nav nekādas fizikalas nozīmes, jo tad, kā to pēdejā veenadiba rāda, $CB = \infty$. Uz ķermeņi gan nekāds spēks nedarbojas, bet tomēr meerā viņš nepaliks, jo abi spēki F cenšas viņu greest ap kādu linijas AB punktu. Tā tad divi veenadi antiparaleli spēki nav saveenojami veenā kopotnē, kuŗu kompensedami mēs varetu ķermeni noturet līdzsvarā. Viņi dod jaunu spēka tīpu, ko sauc spēku pāri. Vispārigā gadijumā paralelu un antiparalelu spēku sistema dod vaj nu spēku kopotni, vaj spēku pāri.

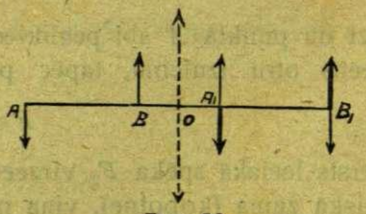
§ 49. Spēku pāris. Spēku pārim ir dažas raksturigas īpašibas. Vispirms katra viņa veetā var likt tādu pāri, kuŗā abi spēki ir vērsti normali pret viņus saveenojošo liniju AB. Tas ir redzams zīm. 55, kur abi spēki sadaliti komponentēs x, p_1 un x, q_1. Abi x peelikti linijas AB galos un pretejos virzeenos, tapēc viņi veens otru kompensē; tā paleek tikai normalās komponentes.



Zīm. 55.
Spēku pāris.

Otrkārt, katru spēku pāri var ķermeņa robežās pārcelt spēku virzeenā kā patīkas. Tas ir veegli saprotams, jo šāda pārcelšana ir tas pats, kas spēku pārcelšana viņu virzeenos (§ 45.)

Pāŗa fizikalā nozīme nemainas ari tad, ja viņu pārveeto linijas AB virzeenā uz veenu vaj otru pusi. Tas redzams no zīm. 56, kur AB ir dotais pāris. Peeliksim punktos A_1 un B_1 ($AB = A_1B_1$) preti vērstus spēkus F, F. Tad lejup vērstee spēki pee A un B_1 dod punktā O kopotni $2F$. Tādu pat kopotni, tikai pretejā virzeenā, tur dod punktos A_1,B peeliktee augšup vērstee spēki. Tā paleek spēku pāris A_1B_1: viņš ir pārim AB identinsks.



Zīm. 56.

Tāļak, spēku pāri var viņa plāksmā greest ap viņa vidus punktu. Tā pāri viņa plāksmā pārveetojot un greežot, mēs viņa fizikalo nozīmi nemainam. Bet ari no savas plāksmas uz kādu citu paralelu plāksmu viņš ļaujas pārceltees. Šīs īpašibas dod eespēju visus ķermenim peeliktos pāŗus savākt veenkopus, kas viņu darbibas salīdzināšanai nepeeceešams.

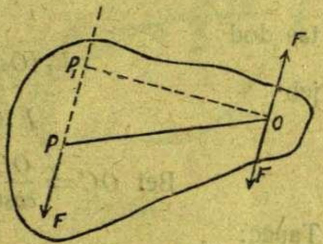
Peeliktais pāris greež ķermeni ap savu vidus punktu. Ja ķermenis peestiprinats kādā citā pūnktā O, greešanās noteek ap viņu. Vistuvako atstātumu starp pāŗa spēkeem sauc viņa spārnu un produktu zumu

$$F.AO + F.OB = F.AB$$

sauc pāŗa momentu. Divi spēku pāŗi ir veenadi, ja veenadi ir viņu momenti. Tapēc mazi spēki ar gaŗu spārnu dod to pašu, ko leeli spēki ar īsu spārnu, — ja tikai viņu momenti abos gadijumos ir veenadi (sal. § 51.).

Spēku pāŗa moments ir vektoriels leelums, jo viņam janorāda ari ķermeņa greešanās virzeens. Tapēc, savācot vairakus ķermenim peeliktus spēku pāŗus veenkopus, viņus var zumet un zumejot leetot vektorielās metodes. Spēku pāŗu zuma ir ari pāris; viņa moments ir veenads ar ņemto pāŗu momentu zumu. Tā visus peeliktos spēku pāŗus var saveenot veenā pāŗu kopotnē.

§ 50. Visadu spēku zumešana. Statiskais moments. Visadu — dažadās plāksmās gulošu, paralelu un antiparalelu — spēku zumešana nu kļūst saprotama šādā domu gājeenā. Ja pee P ir peelikts spēks F (zīm. 57.), tad kuŗā katrā citā ķermeņa veetā O var peelikt divus tādus pat prēti vērstus un dotajam paralelus spēkus; ar to, saprotams, ķermeņa stāvoklī nekas nemainisees (§ 45.). Tad dabujam spēku OF (lejup) un pārceļot radušos pāri PO. Pēdejā moments ir $F.P_1O$, kur $P_1O = r$ ir vistuvakais viņa spēku atstātums. Ja peelikto spēku ir vairak, visus viņus tādā pat ceļā var pārceļt uz O. No katras pārcelšanas rodas spēku pāris ar noteiktu momentu. Zumejot punktā O visus spēkus (kas ir eespējams) un pēc pag. § norāditās metodes viņu pāŗus, mēs galu galā dabujam veenu spēku un veenu pāŗu kopotni.

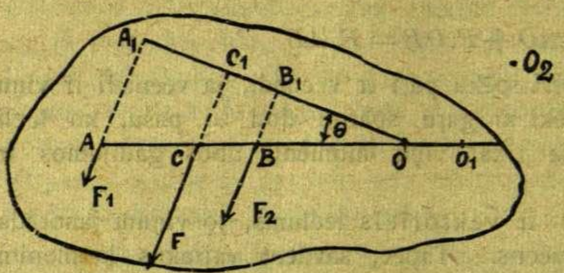


Zīm. 57.

Ja punkts O ir ņekustams, viņam peeliktee spēki pazūd, paleek tikai pāŗa moments Fr, kas cenšas ķermeni greest ap O spēka F virzeenā. Produktu Fr sauc spēka F statisko momentu atteecibā pret O. Viņu dabū, spēku reizinot ar viņa vistuvako (perpendikularo) atstātumu no greešanās punkta.

No sacitā redzams, ka vispārigā gadijumā ķermenim peeliktos spēkus zumedami, mēs dabujam veenu viņu kopotni ΣF un veenu viņu momentu ΣFr. Tas apstiprina agrak (§ 44.) sacito, ka katru ķermeņa kustibu var uzlūkot kā divu elementarkustibu — translacijas un rotacijas — kopojumu. Līdz ar to tas dod noteikumu, kuŗā ķermenis atrodas līdzsvara stāvoklī: tas ir tad, kad viņam peelikto spēku un viņu momentu zumas pazūd.

Spēka moments atkarajas no references punkta O izvēles. Tā kā pēdejā var būt gluži patvaļiga, momenta izteiksmes var būt dažadas. Tā zīm. 58. peelikto spēku momentu var aprēķinat atteecibā uz O, O_1, vaj pat O_2. Tapēc veenmēr var izvēletees tādu punktu, lai dabutee rezulti būtu jo veenkārši.



Zīm. 58.

Pāreja no veena references punkta uz otru paralelu spēku gadijumā nerada gŗūtibas, jo, kā jau minets, vairaku spēku kopotnes moments ir veenads ar ņemto spēku momentu zumu. Tā zīm. 58. spēku F_1 un F_2 un viņu kopotnes F momenti atteecibā pret punktu O ir

$$F_1 . OA_1,\ F_2 . OB_1 \text{ un } F . OC_1$$

Paralelu spēku īpašibu pēc

$$F_1 . AC = F_2 . CB;$$

tas dod

$$F_1 (OA - OC) = F_2 (OC - OB),$$

jeb

$$F . OC = F_1 . OA + F_2 . OB.$$

$$\text{Bet } OC = \frac{OC_1}{\cos\theta},\ OA = \frac{OA_1}{\cos\theta} \text{ un } OB = \frac{OB_1}{\cos\theta}.$$

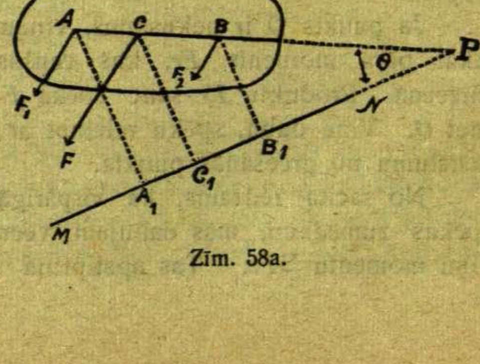
Tapēc:

$$F . OC_1 = F_1 . OA_1 + F_2 . OB_1,$$

kas peerāda augšejo apgalvojumu.

Par spēka F statisko momentu atteecibā pret kādu l i n i j u MN (zīm. 58a) sauc produktu $F.CC_1$, kur CC_1 ir spēka peelikšanas punkta vistuvakais attstātums no MN. Ja ķermenim peelikti paraleli spēki F_1 un F_2, kuŗi dod kopotni F, tad atteecibā pret P, kā nupat redzejām, ir veetā

$$F . CP = F_1 AP + F_2 . BP.$$



Zīm. 58a.

Bet $AP=\frac{AA_1}{sin\,\theta}$, $CP=\frac{C_1C}{sin\,\theta}$ un $BP=\frac{BB_1}{sin\,\theta}$. Tas dod

$$F.\ CC_1=F_1\ AA_1+F_2.\ BB_1,$$

t. i. ari te divu paralelu spēku momentu zuma ir veenada ar viņu kopotnes momentu. Tas atteecinams ari uz vairakeem spēkeem.

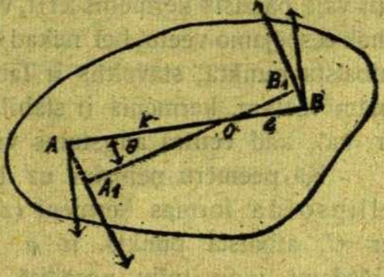
§ 51. Virtuelo pārveetošanos (darbu) princips. Tagad varam formulet statikas pamatprincipus visā viņu plašumā. Mēs redzejām, ka visi ķermenim peeliktee spēki dod veenu spēku kopotni ΣF un veenu momentu kopotni $\Sigma\,Fr$. Tapēc ķermenis ir līdzsvarā tad, kad šo spēku un viņu momentu zuma pazūd:

$$\Sigma\,F=0$$

$$\Sigma\,Fr=0.$$

Pirmā no šīm veenadibam izteic ķermeņa translacijas neeespējamibu, otrā saka, ka ari rotacijas viņam nav. Bet vēl jo aptverošaks un veenkāršaks savā formulejumā top šis noteikums, ja ņem palīgā spēku virtuelo darbu jēdzeenu.

Eedomasimees punktā O peestiprinatu ķermeni. Tad viņam nav nekādas pārveetošanās un veenigā eespējamā kustiba ir greešanās ap peestiprinajuma punktu. Peeliksim punktos A un B (zīm. 59.) spēkus F_1 un F_2, veenkāršibas pēc $\perp$ linijai AB; tad viņu momenti ir $F_1.AO$ un $-F_2.OB$, (zīme — tapēc, ka momenti preteji). Ķermenim pa θ pagreežotees, A pāreet uz A_1 un B uz B_1. Loki $\smile AA_1=\delta s_1$ un $\smile BB_1=\delta s_2$ te ir veenigee eespējamee (atļautee) šo punktu kustibas ceļi, pee kam $\delta s_1=AO.\theta$ un $\delta s_2=BO.\theta$. Tapēc peelikto spēku momentu izteiksmes var rakstit:



Zīm. 59.

$$F_1\frac{\delta\,s_1}{\theta},\ -F_2\frac{\delta\,s_2}{\theta}.$$

Ja ķermenim jabūt līdzsvarā, tad šo momentu zumai jabūt 0; tas tad dod

$$F_1\,\delta s_1-F_2\,\delta s_2=0.$$

Ja spēku ir vairak un ja katra viņu peelikšanas punkta eespējamā pārveetošanās būtu δs, tad līdzsvara noteikums peeņem veidu

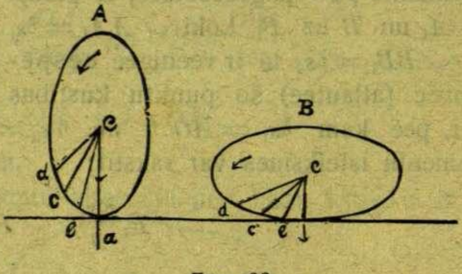
$$\Sigma F\delta s=0.$$

Bet nu $F\delta s$ ir tas darbs, ko spēks F pastrādatu pee eespējamās (bet nenoteekošās, virtuelās) pārveetošanās δs. Tapēc varam sacit: zem peelikto spēku eespaida ķermenis ir meerā (līdzsvarā) tad un tikai tad, kad viņu virtuelo darbu zuma ir 0. Šī 1717. g. Joh. Bernouli izteiktā atziņa ir visas statikas pamats; viņu sauc virtuelo pārveetošanos jeb virtuelā darba principu.

Kā redzam, statikas pamatprincipa formulejums ir visai veenkāršs, bet ari plašs, jo satur sevī visus līdzsvara noteikumus.

§ 52. Smaga ķermeņa līdzsvars. Ja runā par smagumam padotu ceetu ķermeni, viņa līdzsvars atkarajas no ta, kā viņš nostiprinats (atbalstits, eekārts), t. i. no ta, kā viņa smaguma, resp. masu centrs stāv pret atbalsta punktu. Acimredzot, līdzsvars būs veenmēr, ja smaguma spēka vektors ees caur atbalsta punktu, t. i. ja smaguma centru un atbalsta punktu saveenotaja linija būs vertikala, jo tad atbalsts smagumu iznīcina, un viņa moments pret pēdejo ari ir 0. Bet veenā gadijumā līdzsvars būs stabils, otrā labils un trešā — indiferents. Stabils (pastāvigs) līdzsvars ir tāds, kurā ķermenis, no sava stāvokļa izdzīts, viņā pats atkal atgreežas, labils (nepastāvigs) — kad tas nenoteek, un indiferents, kad ķermenis visos stāvokļos ir līdzsvarā. Kad notiks pirmais, kad otrais un trešais, top saprotams, ja ņem vērā, ka katrs smags un vaļā palaists ķermenis krīt, viņa smaguma centrs teecas eeņemt viszemak eespējamo veetu, bet nekad otradi. Tapēc, ja smaguma centrs ir virs atbalsta punkta, stāvoklis ir labils, ja viņš eeņem viszemako no eespējamām veetam, ķermenis ir stabilā līdzsvarā. Beidzot indiferents līdzsvars ir tad, kad centra augstums visos eespējamos stāvokļos ir veenads.

Kā peemēru ņemsim uz horicontalas plates nostāditu rotacijas ellipsoida formas ķermeni (zīm. 60.) Viņa smaguma centrs sakrīt ar C, atbalsta punkts ir a. Gāzdami viņu bultu norādītā virzeenā, kā atbalsta punktus pakāpeniski dabujam b, c, d, un centra atstātumus no plates Cb, Cc, Cd. Kā redzam, pirmā gadijumā (A) šee atstātumi top arveenu mazaki, smaguma centrs nāk platei arveenu tuvaki, viņš krīt. Tapēc te līdzsvara stāvoklis ir labils. Otrā gadijumā (B), turpreti, centrs ellipsoidam gāžotees paceļas; cenzdamees krist, viņš ellipsoidu atleec agrakā stāvoklī, kur Ca ir vismazakais. Tapēc te stāvoklis ir stabils. Indiferenta līdzsvara peemērs ir uz horicontalas plates ritoša homogena lode: lodes smaguma centrs ir veenmēr veeņadi atstātu no plates.

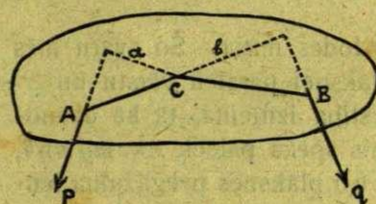


Zīm. 60.
Labils un stabils līdzsvars.

Līdzsvara noteikumus var formulet ari plašaki. Ķermenim krītot, t. i. viņa smaguma centram zemei tuvojotees, viņa potencielā enerģija, pāreedama kinetiskā, pamazinas. Ši pāreja veenmēr noteek pati no sevis. Potencielā enerģija ir minimums, kad smaguma centrs ir viszemak. Tapēc ķermenis, reiz eekustinats, t. i. no līdzsvara stāvokļa izdzīts, kustesees (gāzisees) tāļak tikai tad, kad viņa potencielā enerģija varēs pamazinatees. Kustiba apstāsees, kad būs sasneegts viņas minimums. No ta spreežam, ka ķermeņa līdzsvara stāvoklis ir stabils, ja viņa potencielā enerģija šinī stāvoklī ir minimums, un labils, ja — maksimums. Tā formuletais līdzsvara noteikums atteecinams uz viseem, ne tikai smaguma spēka gadijumeem.

§ 53. Elementarās mašinas. Uz statikas principeem dibinas dažadu mašinu konstrukcija. Visveenkāršakās no viņām ir: svira ar pārveidojumeem trīsi, trici, un slīpa plāksne ar pārveidojumeem ķīli un skrūvi. Viņas kalpo darba pārveidošanai — visur tur, kur leela spēka veetā jaleek mazs, vaj kur japārmaina peeliktā spēka virzeens.

1. Svira. Svirai var leetot katru ceetu ķermeni, kam ir kāds atbalsta punkts. Peeņemsim, ka ķermenis ir peestiprinats punktā C (zīm. 61.) un ka uz viņu darbojas punktos A,B peelikti spēki p un q. Leetojot še noteikumu, ka līdzsvara gadijumā abu spēku momentu zumai jabūt 0, mēs dabujam



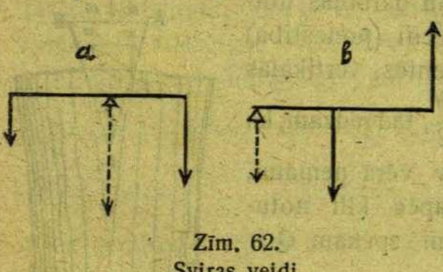
Zīm. 61.
Svirā.

$$pa-qb=0,$$

no kureenes

$$p=\frac{b}{a}q.$$

Ņemot atteecigu $\frac{b}{a}$, t. i. sviras spārnu samēru, mēs dabujam vajadzigo atteecibu starp svēreju un sveramo spēku. Zīm. 62 ir attēloti divi sviras veidi.



Zīm. 62.
Sviras veidi.

2. Trīsis. Trīsis ir sviras pārveidojums. Viņa veenkāršakais veids ir ap asi grozama ripa, kuŗai pāri pārmesta virve (zīm. 63). Velkot veenu virves galu uz leju, mēs otru ar viņā peekārtu svaru tikpat ceļam uz augšu. Tātad trīsis te kalpo tikai spēka virzeena maiņai.

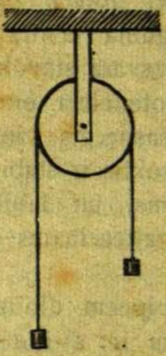
Divkāršais trīsis ir attēlots zīm. 64. Te ripa AB var staigat uz augšu un leju. Savā būtibā viņa ir zīm. 62, *b* svira ar atbalsta punktu B un spēkeem p, q pee A un O. Tapēc, ja $AO=r$ ir ripas radiuss,

$$2pr-qr=0,$$

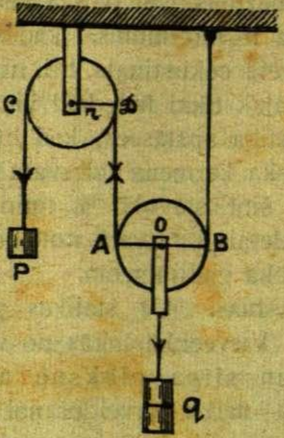
jeb

$$p=\frac{q}{2}$$

ir visas sistemas līdzsvara noteikums. Šādu trīsi leetojot, ar spēku p var pacelt divreiz smagaku svaru.

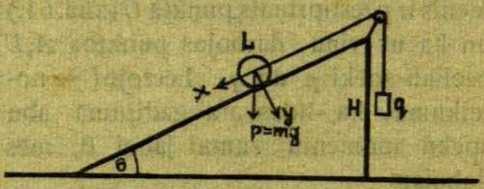


Zīm. 63.
Trīsis.



Zīm. 64.
Divkāršais trīsis.

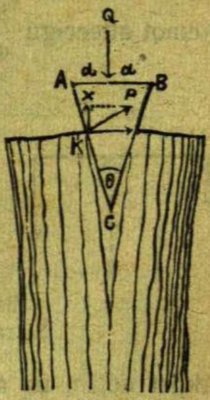
3. Slīpa plāksne ir otrais elementarās mašinas patsātvigais veids, (zīm. 65). Uz viņas noveetotās lodes L svars ir $p=mg$, ja m ir lodes masa. Šo svaru mēs varam sadalit divās komponentēs: x— plāksnei paraleli vērstu un y — viņai normalu. Pēdejo plāksnes pretestiba iznīcina, tā ka dzenošais spēks paleek $x=mg\,sin\,\theta$, ja θ ir plāksnes peegāzuma leņķis. Lode būs līdzsvarā, ja peeliktais spēks $q=x=mg\,sin\,\theta$. Jo mazaks ir θ, jo mazaks pee dotā p ir x. Tā ar mazu q var līdzsvarot leelu p.



Zīm. 65.
Slīpa plāksne.

4. Ķīlis ir slīpas plāksnes pārveidojums. Apzīmesim viņa muguras platumu AB (zīm. 66) ar $2a$, sānu garumu BC ar b un asmeņa leņķi ar θ. Punktos K,K (zīmejumā norādits tikai veens) uz viņu darbojas normali pret sāneem vērsti bluķa speedeeni (pretestiba) p. Ja pēdejos sadalam atkal komponentēs, vertikalās $x=p\,sin\,\frac{\theta}{2}$ un horicontalās $y=p\,cos\,\frac{\theta}{2}$, tad redzam, ka abi y cenšas ķīli saspeest, tapēc nav vērā ņemami, bet x speež ķīli no bluķa ārā. Tapēc ķīli noturošam, uz viņa muguras speedošam spēkam Q ir jabūt

$$Q=2x=2p\,sin\,\frac{\theta}{2}.$$



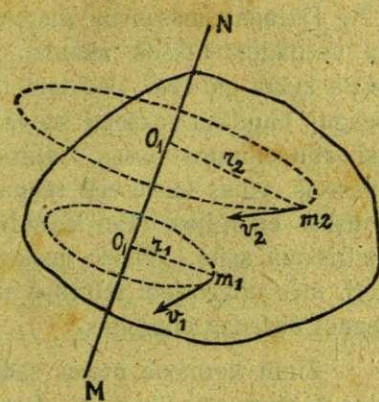
Zīm. 66. Ķīlis.

Bet $sin\frac{\theta}{2}=\frac{a}{b}$; tapēc $Q=2p\frac{a}{b}$,

jeb
$$\frac{Q}{p}=\frac{2a}{b}$$
ir ķīļa līdzsvara noteikums.

Ceeta ķermeņa rotacija.

§ 54. Inerces moments. Ja ceetam ķermenim ir kāds nekustams punkts O, viņa pārveetošanās nav eespējama un $\Sigma F=0$. Bet ja tanī pašā laikā peelikto spēku momenti atteecibā pret punktu O nepazūd ($\Sigma Fr \neq 0$), viņš nepaleek meerā, bet greežas ap peestiprinajuma punktu. Kā veenkāršako aplūkosim to gadijumu, kad šo greešanos aprobežo vēl otrs nekustams punkts O_1 (zīm 67). Tad visa linija OO_1 ir meerā un ķermenis ap viņu greežas kā asi. Sauksim viņu rotacijas jeb greešanās asi.



Zīm. 67.
Rotacija.

Ķermenim ap asi greežotees katrs viņa masas punkts m riņķo ap kādu šīs ass punktu kā centru, visu laiku palikdams viņai perpendikularā plāksmā. Ja greešanās veenmēriga, tāda pat ir punktu riņķošana, un tapēc te leetojams viss tas, par ko runats §§ 29, 30. Ja rotacijas periods ir T, tāds pat ir riņķošanas periods un preekš viseem punkteem veens un tas pats. Tapēc ari leņķa-ātrums $\omega=\frac{2\pi}{T}$ viņeem veenads. Bet tā kā punkti no greešanās ass (riņķošanas centreem) ir dažadā atstātumā, viņu periferijas-ātrumi ir dažadi, līdz ar to dažadas viņu kinetiskās enerģijas. Nosauksim ar $m_1, m_2, m_3 \ldots$ ķermeņa punktu masas, ar $r_1, r_2, r_3 \ldots$ viņu atstātumus no ass; tad atteecigee periferijas-ātrumi ir $v_1=\omega r_1$, $v_2=\omega r_2$, $v_3=\omega r_3, \ldots$ un kinetiskās enerģijas $k_1=\frac{1}{2}m_1\omega^2 r_1^2$, $k_2=\frac{1}{2}m_2\omega^2 r_2^2, \ldots$ Ķermeņa kinetiskā enerģija, acimredzot, ir viņa masu punktu enerģiju zuma. Zumejot visus k, mēs viņu dabujam kā $K=\Sigma k$:

$$K=\Sigma\frac{1}{2}m\,\omega^2 r^2=\frac{1}{2}\omega^2\Sigma mr^2;$$

te zumets teek pa viseem ķermeņa masu punkteem. Leelumu

$$J = \Sigma m r^2$$

sauc domatā ķermeņa inerces momentu ap greešanās asi. Tā ķermeņa kinetiskās enerģijas izteiksme ir

$$K = \frac{1}{2} J \omega^2.$$

Viņa ir līdziga parastai, tikai ar to starpibu, ka te ķermeņa masas veetā stāv viņa inerces moments un pārveetošanās ātruma veetā leņķa-ātrums. No ta redzam, ka rotacijā loma ir ne ķermeņa masai, bet viņa inerces momentam, — leelumam, kas atkarajas no ta, kā ķermeņa masa pa viņa tilpumu sadalita.

Dažadas masas un inerces momenta lomas raksturo sek. peemērs. Ja veenados tukšos metala cilindros (bundžās) eestiprina veenada svara svina gabalus, pee tam tā, ka veenā svins plānas čaulas veidā peeguļ bundžas eekšejai seenai un otrā steeņa veidā steepjas pa viņas asi, abu cilindru masas, saprotams, ir veenadas. Ar veenadu sparu sveestas, viņas kustesees veenadā ātrumā; veenadas būs ari viņu kinetiskās enerģijas. Bet dažadi ir viņu inerces momenti ap viņu ģeometriskām asim. Tapēc, leekot abam bundžam blakus ritet pa slīpu dēli, mēs novērojam dažadus rites ātrumus: ritot bundžas greežas un eegūst dažadas enerģijas.

Zinot ķermeņa masas sadalijumu, var viņa inerces momentu pēc viņa formas aprēķinat. Bet neapšaubami to var tikai retos, veenkāršakos gadijumos. Tā, peem., tukša, ar plānām seenām, cilindra inerces moments ap viņa asi ir

$$J = MR^2,$$

ja R ir cilindra radiuss un M — viņa masa. Pilna (veengabala) cilindra (tā tad ari ripas) moments ir

$$J = \frac{1}{2} MR^2.$$

Homogenai lodei moments aprēķinas kā

$$J = \frac{2}{5} MR^2.$$

Komplicetakos gadijumos un sevišķi tad, kad masas sadalijums pa ķermeņa tilpumu nav zinams, jaeet eksperimentals ceļš, leekot ķermenim svārstitees ap kādu peestiprinatu viņa punktu (§ 58).

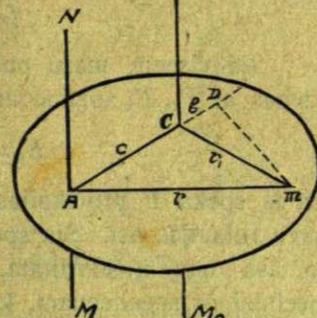
Inerces momenta dimensija *CGS*-sistemā ir

$$[J] = cm^2 . gr.$$

Moments veens ir ķermenim, kuŗa masa ir 1 *gr* un atrodas 1 *cm* no greešanās ass.

Ja zinams ķermeņa inerces moments ap kādu noteiktu, peem., smaguma centram cauri vilktu asi, veegli viņu aprēķinat ap kuŗu katru citu, pirmai paraleli ņemtu. Tas nāk no sek. momentu īpašibas.

Peeņemsim, $M_0 N_0$ zīm. 68. ir smaguma centram C cauri vilkta rotacijas ass. Tad ap viņu ķermeņa inerces moments ir $J_c = \Sigma m r_1^2$. Ap kādu citu, viņai paralelu un punktam A cauri vilktu asi MN moments būs $J = \Sigma m r^2$. Bet nu trijstūrī ACm $r^2 = r_1^2 + c^2 + 2 c r_1 \cos(c, r_1)$, kur c ir atstātums starp abam asim un (c, r_1) leņķa ACm apzīmejums. Tas dod



Zīm. 68.

$$J = \Sigma m r_1^2 + \Sigma m c^2 + 2 c \Sigma m r_1 \cos(c, r_1).$$

Zīmejumā redzams, ka $r_1 \cos(c, r_1) = - r_1 \cos(b, r_1) = - b$; te b ir atstātuma r_1 projekcija uz liniju AC. Tapēc $\Sigma m r_1 \cos(c, r_1) = - \Sigma m b$. Bet kā rādits § 47, visas produktu zumas $\Sigma mx, \Sigma my, \Sigma mz$ ap smaguma centru ir 0. Tapēc ari $\Sigma mb = 0$, un tad:

$$J = J_c + c^2 M,$$

kur $M = \Sigma m$ ir ķermeņa masa. Tā tad, zinadami M un J_c, mēs varam dabūt ķermeņa inerces momentu ap katru eedomatu asi, kas ņemta smaguma centram cauri vilktai asij paraleli un atstātumā c no viņas.

§ 55. Speedeens uz asi. Brīvā ass. Ķermeņa kāda masas punkta m riņķošanu raditajs centripetalais spēks ir $f = m \omega^2 r$; viņš ir uz asi vērsts un jo leelaks, jo tāļak ir punkts no ass. Tapēc punkts, sekodams šim spēkam, speež uz asij tuvakeem punkteem; tā rotejoša ķermeņa daļas itkā saceetē, viņa slāņi, sevišķi ārejee, paleek itkā ceetaki, un jo vairak, jo leelaks ir greešanās ātrums. Ar to izskaidrojams šāds novērojums. Uz ātri skrejoša motora ass uzstiprinam plānas papes ripu. Laižot motoru pilnā ātrumā, mēs ar ripu varam zāģet koku, un ja leelaks ir greešanās ātrums, pat vēl ceetakus preekšmetus.

Bet ja uz punktu darbojas centripetals spēks $f = m \omega^2 r$, tad tik pat leelam centrifugalam spēkam ir padota ta rotacijas ass veeta, ap kuŗu m greežas. Ņemot palīgā koordinatu asis un veenkāršibas pēc tā, lai Oz sakrīt ar rotacijas asi un XOY-plāksma ar punkta riņķošanas plāksmu, mēs šo spēku varam sadalit komponentēs (projekcijās) f_x, f_y:

$$f_x = m\omega^2 r_x,\ f_y = m\omega^2 r_y.$$

x, y ir punkta m koordinates, tapēc $r_x = x$ un $r_y = y$ un

$$f_x = m\omega^2 x,\ f_y = m\omega^2 y.$$

Pa viseem masu punkteem zumedami un atteecigo projekciju zumas ar F_x, F_y apzīmedami, mēs dabujam

$$F_x = \omega^2 \Sigma mx,\quad F_y = \omega^2 \Sigma my$$

kā ta spēka F projekcijas, ar kuŗu rotejošais ķermenis darbojas uz savu rotacijas asi. Šis spēks rausta asi uz veenu, vaj otru pusi, tapēc ja ass nav nostiprinata, ķermeņa greešanās ir nekārtiga. F var peelīdzinat speedeenam, kuŗu ass dabū no ķermeņa puses; tapēc viņu sauc par s p e e d e e n u u z a s s.

Speedeenu noteic produktu zumas Σmx, Σmy, vispārigā gadijumā vēl Σmz. Viņas sauc i n e r c e s p r o d u k t u s. Inerces produkti raksturo masas sadalijumu pa ķermeņa tilpumu.

Ja greešanās ass eet caur ķermeņa masu centru C, koordinatu sākumu varam pārcelt uz viņu. Tad viņa koordinates

$$x_0 = \frac{\Sigma mx}{\Sigma m} = 0,\ y_0 = \frac{\Sigma my}{\Sigma m} = 0,$$

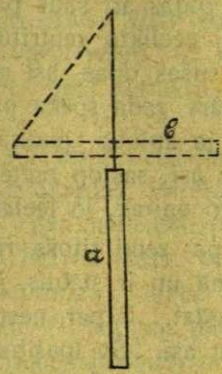
līdz ar to $\Sigma mx = \Sigma my = 0$ un

$$F_x = 0,\ F_y = 0,$$

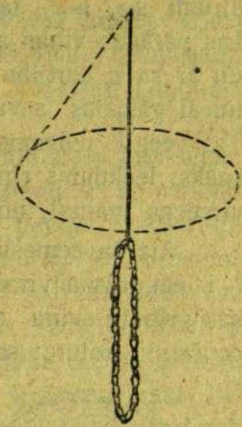
tā tad ari $F = 0$. Tā tad: ja ķermenis greežas ap tādu asi, kuŗa eet caur viņa masu (smaguma) centru, uz šīs ass nekāda speedeena nav. Tapēc viņu sauc b r ī v u a s i.

Brīvu asu ķermenim ir bezgaligs daudzums, jo caur masu centru var vilkt bezgala daudz liniju. Ap kuŗu katru viņu greežotees, ķermenim būs līdzena un veenmēriga kustiba. Bet nu izrādas, ja rotacijas asi ļauj izvēletees pašam ķermenim, viņš no visa bezgaligā viņu daudzuma izraugas veenu noteiktu un proti to, ap kuŗu viņa inerces moments visleelakais. Ši tad ir visstabilakā no visām citām. Tas ari saprotams, jo šādā gadijumā ķermeņa masas daļas ir no ass vistāļak, un taisni to cenšas panākt greežotees raditais centrifugalais spēks.

Ar sacito top saprotamas daudzas interesantas rotejošu ķermeņu īpašibas. Zīm. 69. attēlots deegā gaŗeniski uz leju eekārts steenis *(a)*. Šinī stāvoklī steeni var līdzi deegam greezt ap viņa gaŗo asi. Bet ši greešanās nav stabila: pee pirmā kāda sāņus treeceena viņš pāreet stāvoklī (*b*) un greežas ap savu īsako asi. Kā veenā, tā otrā gadijumā greešanās ass ir brīva, jo eet cauri steeņa smaguma centram, bet ap otro steeņa inerces moments ir visleelakais, tapēc steenis eeņem horicontalu stāvokli. Tas pats noteek ar galos saveenotu un deegā eekārtu ķēdes gabalu: greezdamās ķēde peeņem horicontala gredzena formu (zīm. 70). Ari viņas inerces moments šinī stāvoklī ir visleelakais.



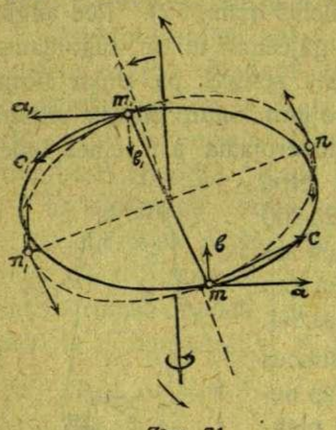
Zīm. 69.



Zīm. 70.

Brīvā ass.

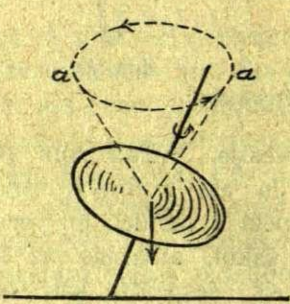
§ 56. Rotejoša ķermeņa īpašibas. Precesija. Aprakstisim vēl veenu interesantu rotejoša ķermeņa īpašibu. Ja ass ir brīva, viņai peeliktee, masu punktu raditee centrifugalee spēki ir paraleli un veenmērigi vērsti uz visām pusem. Brīvā ass, tā sakot, atbalstas uz šo spēku līdzsvaru. Bet ja rodas kāds ārejs eespaids, kas asi mēģina noleekt, mainot viņas virzeenu, spēku līdzsvars izjūk; līdz ar to no viņu puses rodas reakcija, kas cenšas peeliktā eespaida darbibu iznīcināt. Mēs sakam, ka ap brīvu asi rotejošs ķermenis cenšas peepaturet savas rotacijas ass virzeenu.



Zīm. 71.
Ŗipas reakcija.

Jo labi tas saprotams ripas gadijumā. Peeņemsim (zīm. 71), ripa greežas ap normali pret viņas plāksmu vilktu un centralu asi bultu $\overrightarrow{ma}$ un $\overrightarrow{m_1a_1}$ norādītā virzeenā. Lai nodabūtu viņu stāvoklī, kas attēlots ar raustito liniju, t. i. lai noleektu viņas asi zīmejuma plāksmā pa kreisi, japanāk, lai punkta m ātrums eetu pa $\overrightarrow{mc}$ un punkta m_1 ātrums pa $\overrightarrow{m_1c_1}$. Ģeometriski tas panākams, peeveenojot ātrumeem $\overrightarrow{ma}$ un $\overrightarrow{m_1a_1}$ uz augšu un leju vērstus ātrumus $\overrightarrow{mb}$ un $\overrightarrow{m_1b_1}$. Fizikali tas nozīmē: peelikt ripai pa liniju mm_1 spēku pāri ar šo ātrumu virzeenos vērsteem spēkeem. Bet ari otradi: ja asi pa kreisi leec, ja rodas ātrumi $\overrightarrow{mc}$, $\overrightarrow{m_1c_1}$, tad rodas ari šāds pāris. Viņš ir ta ripas reakcija, kas parādas viņas asij peelikto centrifugalo spēku līdzsvaru izjaucot, un ar savu darbibu cenšas ripas asi gāzt no preekšas atpakaļ. Bet nu ši gāšanās savukārt rada spēka pāri, kas asi leec p a l a b i. Tas veegli redzams, ja aplūko punktu n, n kustibu. Tā galu galā spēks, leekdams ripas asi, sastop pretestibu; ripa pretojas savas ass virzeena maiņai, un jo vairak, jo leelaks ir viņas greešanās ātrums.

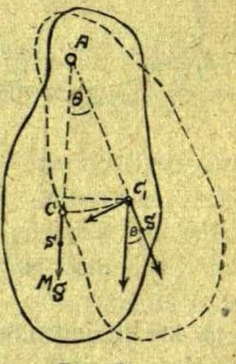
Aiz ša eemesla pa zemi ritošs ritenis, stīpa, ripa, divritenis u. t. t. eet taisnā virzeenā un ir stabils, jo pa ceļam sastaptee traucekļi, kas gribetu viņu apgāzt, ir par nespēcigeem, lai pārvaretu riteņa cenšanos noturet savu asi. Šo īpašibu izleeto ari artilerijā. Eegreežot šautenes stobrā vītni, lodei, viņu izšaujot, leek greeztees ap viņas asi. Censdamās šo ass virzeenu peepaturet, lode pretojas viseem teem eespaideem, kas viņu virza no viņas mērķa, daudz leelakā mērā nekā skreedama bez greešanās.



Zīm. 72.
Precesija.

Sevišķi interesants ir gadijums, kad leecošais spēks nav leels, bet ilgstošs (nepārtraukts). Tāds ir smagumam padots slīpi rotejošs vilciņš (zīm. 72). Pēc augšā attīstitā domu gājeena te ir sagaidams, ka viņa ass gals staigās pa riņķa liniju $a\,a$. To ari rāda viseem pazīstamee novērojumi. Šādu kārtigu vilciņa grīļošanos sauc p r e c e s i j u. Precesija novērojama ari zemes lodei ap savu asi greežotees: zemes ass virzeens telpā periodiski mainas, noslēgdams riņķa liniju 25800 gados. Rodas viņa pirmkārt tapēc, ka zemes ass nestāv pret orbitas plāksmu normali, bet slīpi (ap 23^0), un otrkārt zemes lodes ellipsoidalās formas dēļ.

§ 57. Fiziskais pendelis. Eedomasimees ceetu ķermeni (zīm. 73.), kas var grozitees ap nekustami peestiprinatu asi A ($\perp$ zīmejuma plāksmai), un peeņemsim, viņa smaguma centrs ir C, — zemak par A. Viņa smagums (svars) ir Mg, ja M ir masa, un viņš ir līdzsvarā tad, kad linija AC ir vertikala. Pagreezisim nu viņu tā, lai smaguma centrs eeņem jaunu un augstaku veetu C_1. Tad spēku Mg var sadalit, kā parasts, divās komponentēs, no kuŗām veena $Mg\cos\theta$ ir vērsta linijas AC_1 virzeenā, otra $Mg\sin\theta$ viņai perpendikulari. Pirmā pazūd ceeta ķermeņa īpašibu pēc,



Zīm. 73.
Fiziskais pendelis.

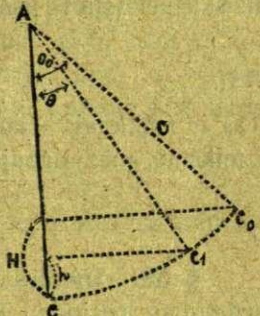
tapēc paleek tikai otra. Viņa ir mums pazīstamais quasi-elastigais spēks, tapēc, kad ķermenis taps brīvs, viņa smaguma centrs sekos šim spēkam un ap savu līdzsvara veetu C periodiski svārstisees. Līdz ar viņu periodiski svārstisees pats ķermenis. Viņš šinī gadijumā ir fizisks pendelis.

Pendelim ir noteikts periods T, kopejs viseem viņa masu punkteem. Šo punktu amplitudes, turpreti, ir dažadas. Varetu domat, ka šo periodu var dabūt, ņemot palīgā § 37. par matematisko pendeli sacito un aprēķinot pendeļa AC periodu. Bet tas būtu nepareizi, jo te mums ir rotacijas kustiba (kaut ari nepilniga), tapēc te galvenā loma ne ķermeņa masai un viņas centram C, bet gan masas sadalijumam t. i. inerces momentam. Tapēc ne (matematiskais) pendelis AC te veenadi svārstitos ar pašu ķermeni, ne pee C ir jaeedomā ķermeņa masa, bet gan kādā citā punktā S, kuŗu sauc fiziskā pendeļa svārstibu jeb šūpošanās centru. Tad ķermeņa periods būs veenads ar tāda matematiska pendeļa periodu, kuŗa gaŗums ir AS; AS sauc fiziskā pendeļa reduceto gaŗumu. Sacitais rāda, ka šo gaŗumu s zinadami, mēs fiziskā pendeļa periodu T dabujam kā

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{s}{g}}$$

Tapēc vistuvakais mūsu uzdevums ir šo s atrast.

Atvēžot pendeli par θ_0 (zīm. 74.), mēs viņa smaguma centru C paceļam uz C_0, augstumā H. Šinī stāvoklī viņa potencielā enerģija ir MgH. Palaists vaļā, viņš krīt, viņa potencielā enerģija pāreet rotacijas (kinetiskā) enerģijā. Kādā mirklī, kad atvēzeens ir θ un smaguma centra acumirkligais pacēlums h, šīs enerģijas ir Mgh un $\frac{1}{2} J\omega^2$, ja J ir ķermeņa inerces moments ap A un ω viņa punktu leņķa-ātrums domatā brīdī. Tā kā peeliktee spēki te ir konservativi (§ 28), mēs rakstam



Zīm. 74.

$$Mgh + \frac{1}{2} J\omega^2 = MgH,$$

no kureenes

$$\omega^2 = \frac{2\,Mg\,(H-h)}{J}.$$

Bet ja gaŗums $AC = c$, no zīmejuma redzams, ka

$$H - h = c\,(cos\theta - cos\theta_0) = 2c\left[\frac{1-cos\,\theta_0}{2} - \frac{1-cos\,\theta}{2}\right] =$$

$$= 2c\left(sin^2\frac{\theta_0}{2} - sin^2\frac{\theta}{2}\right).$$

Ja aprobežojamees ar neleeleem atvēzeeneem, sinus'u veetā var ņemt pašus leņķus (§ 38.), un tad:

$$H-h=\frac{c}{2}(\theta_0^2-\theta^2), \text{ un}$$

$$\omega^2=\frac{Mgc}{J}(\theta_0^2-\theta^2).$$

Ja tādos pat apstākļos, t. i. pee tādeem pat atvēzeeneem, resp. augstumu diferencem $H-h$ svārstas matematisks pendelis ar masu m un fiziskā pendeļa reduceto garumu s, viņa svārstibu aprakstošā veenadiba ir

$$mgh+\frac{1}{2}mv^2=mgH,$$

kur v ir viņa kinetiskā enerģija pee atvēzeena θ (augstumā h), jeb:

$$v^2=2g(H-h).$$

Te $H-h=\frac{s}{2}(\theta_0^2-\theta^2)$; tapēc

$$v^2=gs(\theta_0^2-\theta^2).$$

$v=\omega s$, ja ω ir pendeļa punkta leņķa-ātrums pee atvēzeena θ. Tas dod

$$\omega^2=\frac{g}{s}(\theta_0^2-\theta^2).$$

Tā kā ši pendeļa leņķa-ātrums katrā mirklī ir veenads ar augšejā fiziskā pendeļa ta paša mirkļa leņķa-ātrumu, tad abu ω veenadojums dod

$$s=\frac{J}{Mc}.$$

Tas ir mekletais pendeļa reducetais garums. Leekot viņu perioda izteiksmē, mēs dabujam

$$T=2\pi\sqrt{\frac{J}{Mgc}}.$$

§ 58. Inerces momenta dabūšana. Nupat dabūto ķermeņa svārstibas perioda izteiksmi var vispārinat. Viņā Mg ir ķermeņa svars, — tas spēks, kas svārstibu rada, un C — ši spēka peelikšanas punkta atstātums no peestiprinajuma, resp. greezes ass. Tapēc $Mg\sin\theta.c$, — pee mazeem leņķeem $Mg\,\theta.c$, ir smaguma spēka moments ap rotacijas asi, un Mgc viņa visleelakā vērtiba (kad $\theta=\frac{\pi}{2}$) jeb moments pee $\theta=1$. Viņu sauc direkcijas spēku jeb direkcijas momentu. Leekot $D=Mgc$, mēs dabujam

$$T=2\pi\sqrt{\frac{J}{D}}.$$

Šādu direkcijas momentu var dot ne tikai smagums, bet ari jebkuŗi citi ķermenim peelikti spēki. Tapēc nupat uzrakstitai perioda izteiksmei ir vispārigs raksturs; viņa der visur tur, kur kāds ķermenis zem šādu vaj tādu spēku eespaida šūpojas.

Novērojot ķermeņa svārstibas periodu un zinot viņam peelikto direkcijas momentu, var eksperimentali dabūt viņa inerces momentu. Šis ir praktikā ari veenigi leetojamais ceļš, jo kā jau minets § 54, aprēķinu ceļā inerces momentu neapšaubami var dabūt tikai retos gadijumos. Te atveeglojums vēl ir tas, ka var iztikt ari bez teešas D zinašanas. Pateesi: leekot ķermenim veenreīz svārstitees brīvi, mēs dabujam

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{D}};$$

peeveenojot nu viņam kādu otru, kuŗa inerces moments J_0 ap ņemto asi ir zinams, vaj veegli aprēķinams, mēs novērojam periodu

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{J+J_0}{D}}.$$

Tas dod:

$$J = J_0 \frac{T^2}{T_1^2 - T^2}.$$

Tā tad te peeteek, novērojot divus periodus T, T_1, kas veegli izdarams.

§ 59. Šūpošanās centra īpašiba. Reversijas pendelis. Fiziska pendeļa šūpošanās centram s peemīt svariga īpašiba. § 57. tika rādits, ka inerces momentu ap rotacijas asi var pārrēķinat uz viņai paralelu, smaguma centram cauri vilktu asi. Mūsu gadijumā to daridami, dabujam

$$J_A = J_C + c^2 M.$$

Bet J_A, ka redzejam pag. §, ir saistits ar pendeļa reduceto gaŗumu s:

$$J_A = Mcs.$$

Tas dod:

$$c(s-c) = \frac{J_C}{M}.$$

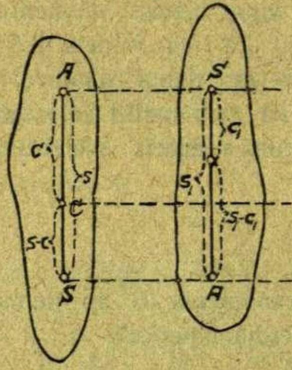
Tā kā $J_C > 0$ un $M > 0$, tad $s - c > 0$ un

$$s > c.$$

No ta slēdzam: *šūpošanās centrs ir no rotacijas ass veenmēr tāļak nekā smaguma centrs.* No otras puses, kā redzam, $c(s-c)$ ir no svārstibas ass pilnigi neatkarigs leelums. Tapēc, leekot ķermenim šūpotees ap kādu citu asi, kas vilkta atstātumā c_1

no smaguma centra, mēs dabujam jaunu viņa reduceto garumu s_1, bet katrreiz

$$c_1(s_1 - c_1) = c(s - c) = \frac{J_C}{M}.$$



Zīm. 75.

Ja jaunā ass ņemta caur agrako šūpošanās centru S, tad, kā redzam zīm. 75, $c_1 = s - c$ un

$$s_1 - c_1 = c,$$

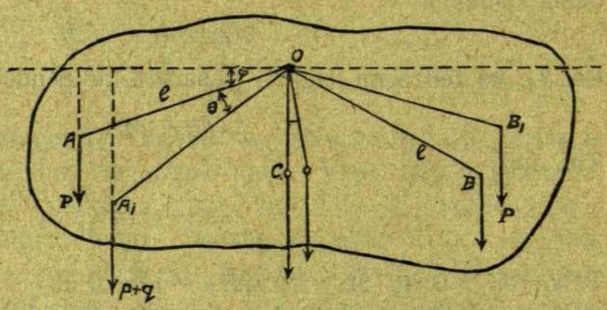
no kureenes

$$s_1 = c_1 + c = s:$$

jaunais šūpošanās centrs ir agrakais peestiprinajuma punkts A. Tā tad: Fiziska pendeļa reducetais garums un līdz ar viņu svārstibas periods nemainas, ja samaina viņa peestiprinajuma uu svārstibas punktus (centrus). Šī īpašiba likta tā sauc. reversijas pendeļa konstrukcijas pamatos.

§ 60. Svari. Līdz šim par ceeta ķermeņa līdzsvaru un svārstibu sacitais atrod peemērošanu svaru teorijā un konstrukcijā. Svarus leeto divu ķermeņu svaru salīdzinašanai. Bet tā kā ķermeņa masa ir svaram proporcionala, tad ari masu salīdzinašanai viņus var leetot. Kā tādi var būt jebkura svira, t. i. ceets ķermenis, peem., steenis, kas var grozitees ap kādu nekustamu asi. Tapēc visu svaru princips ir veenads; viņu dažadiba rodas tikai no ta, kādas prasibas uzstāda viņu jūtibai, parocibai u. t. t.

Peeņemsim, AOB zīm. 76. ir svira (lausts steenis), kas var grozitees ap horicontalu, zīmejuma plāksmai normalu asi O, un ņemsim, veenkāršibas pēc, šo asi steeņa vidū, tā ka $AO = OB = l$. Tad l ir svaru kārts spārna garums. Peekārsim kārts galos A, B veenadus kausus; viņu svaru tad mēs varam vērā neņemt, jo viņi veens otra darbibu iznīcina. Kārts svars lai būtu P un visas sistemas smaguma centrs pee C, atstātumā c no greezes ass O. Ja uz abeem kauseem ir veenadi smagumi p, p, svari ir līdzsvarā, P eet caur sma-



Zīm. 76.
Svaru princips.

guma centru un kārts AOB dod noteiktu lenķi φ ar horicontalo liniju. Bet peeliksim nu kreisā pusē neleelu pārsvaru q; tad abu galu momenti vairs nebūs veenadi, līdzsvars izjuks un kārts leeksees ar savu kreiso galu uz leju, labo uz augšu; līdz ar to augšup celsees visas sistemas smaguma centrs. Tas turpinasees tik ilgi, kamēr peeliktais spēka q moments nebūs veenads ar momentu, kas roḑas smaguma centram paceļotees. Tad eestāsees jauns līdzsvars. Peeņemsim, tas noteek tad, kad kārts ir stāvoklī A_1OB_1, dodama ar agrako stāvokli leņķi θ, un kad C ir pee C_1. Tad peeliktee momenti ir šādi (skat. zīm.). Pa kreisi: $(p+q)\,l\cos(\varphi+\theta)$; pa labi: $-p\,l\cos(\varphi-\theta)$ un $-Pc\sin\theta$. Līdzsvara gadijumā visu šo momentu zuma ir 0:

$$(p+q)\,l\cos(\varphi+\theta)-p\,l\cos(\varphi-\theta)-Pc\sin\theta=0,$$

jeb

$$pl\,[\cos(\varphi+\theta)-\cos(\varphi-\theta)]+ql\cos(\varphi+\theta)=Pc\sin\theta.$$

Bet $\cos(\varphi+\theta)-\cos(\varphi-\theta)=-2\sin\varphi\sin\theta$; tapēc

$$-2pl\sin\varphi\sin\theta+ql\cos\varphi\cos\theta-ql\sin\varphi\sin\theta=Pc\sin\theta.$$

Ar $\sin\theta$ dalidami un atteecigi grupedami, dabujam:

$$\frac{tg\,\theta}{q}=\frac{l\cos\varphi}{l(2p+q)\sin\varphi+Pc}.$$

Ši veenadiba dod jauno līdzsvaru. Skaitlis $\frac{tg\,\theta}{q}$ te rāda, cik noleecas kārts, ja veenā viņas galā rodas pārsvars $=1$, peem., 1 *mg*. Viņš mēro svaru jūtibu.

Kārts noleekšanās novērošanai punktā O pee viņas peestiprinats rāditajs, kuŗa gals staigā pa skalu ar eedaļām. Nosauksim viņa gaŗumu ar z. Kārtij par θ noleecotees, rāditaja gals uz skalas paees par n eedaļam; tad $n=z\theta$. No otras puses, ja θ ir mazs, $tg\,\theta=\theta$ (sk. § 38). Tapēc augšejo veenadibu var rakstit:

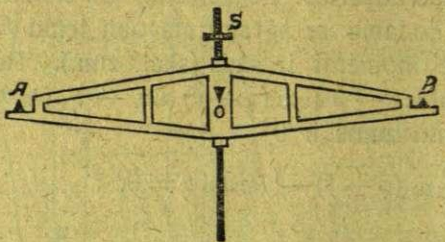
$$\frac{\theta}{q}=\frac{n}{zq},\quad \text{t. i.}\quad \frac{n}{q}=\frac{z\,.\,l\cos\varphi}{l(2p+q)\sin\varphi+Pc}.$$

Ari $\frac{n}{q}$ ir, skalas eedaļās izteikta, svaru jūtiba. No uzrakstitā redzam, ka viņa atkarajas no vairakeem faktoreem. Vispirms viņa jo leelaka, jo gaŗaka un veeglaka (mazaks P) ir kārts; tad leelaka viņa ir, kad smaguma centrs stāv augstaki un rāditajs gaŗaks. Otrkārt, ari no p un q viņa atkarajas: jo leelaka ir uzkŗava $p+q$, jo mazaka ir jūtiba, un tas jo vairak, jo leelaks ir φ, t. i. jo „līkaka" ir svaru kārts. Tāpēc pēdejai saleecotees — pee leeleem φ — svaru jūtiba paleek mazaka.

Ja, turpreti, $\varphi = 0$, t. i. ja kārts ir taisna, jūtibas izteiksme ir no uzkŗavas neatkariga:

$$\frac{n}{q} = \frac{zl}{Pc}.$$

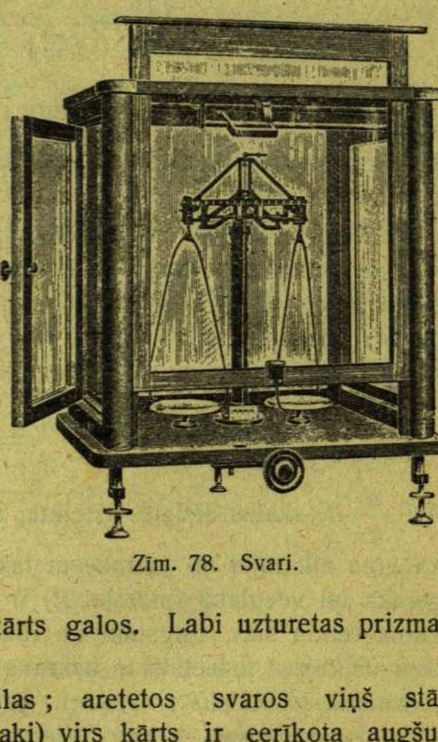
Tapēc praksē leeto svarus ar taisnu kārti ($\varphi = 0$), tā ka visi trīs punkti A, O, B atrodas uz veenas taisnas linijas.



Zīm. 77. Svaru kārts.

φ eespaida dēļ svaru jūtibas pacelšanai, viņu kārti pagaŗinot, ir liktas robežas, jo gaŗaka būdama, kārts stipraki leecas un dod lenķi φ. Tadēļ vairak leeto īsu spārnu svarus, cenšotees jūtibu pacelt, pamazinot kārts svaru. To panāk, peedodot viņai zīm. 77. attēloto veidu: no viņas ir izgreezts viss tas, kas pavairo viņas svaru, neko izturibai nedodams.

Zīm. 78. dod parasto laboratorijas svaru attēlojumu. Lai berze kārts un kausu atbalsta punktos būtu jo maza, te leeto nevis asis, bet kāda ceeta materiala prizmu asmeņus, kas atbalstas uz tādām pat ceetām plāksnitem. Prizmas taisa vaj nu no tērauda, vaj kāda ceeta minerala, peem., achata. Lai viņas bez vajadzibas nespeestos uz atbalsteem un lai nejaušu satrīcinajumu gadijumos netiktu bojatas, labos svaros ir eetaise, kas ļauj viņas no atbalsteem atveenot (tā sauc. aretirs). Tāda ir svaru galdam preekšpusē peestiprinata (sk. zīm.) skrūve, kam greežotees, cauri svaru stabam ceļas steenis, kas paceļ un atbalsta svaru kārti. Ar to pašu skrūves greezeenu zem kauseem paceļas mīkstas bārkstiņas, kas viņus


Zīm. 78. Svari.

paceļ un tā atbrīvo ari prizmas kārts galos. Labi uzturetas prizmas ir svaru galvenā vērtiba.

Rāditaja gals staigā virs skalas; aretetos svaros viņš stāv skalas vidū. Uz rāditaja vaj (beežaki) virs kārts ir eerīkota augšup un lejup bīdama skrūve S (zīm. 77), ar kuŗu var mainit svaru kārts (visas sistemas) smaguma centra atstātumu no greezes ass O. Ar viņu var zinamās robežās mainit svaru jūtibu un svārstibas periodu.

§ 61. Preciza svēršana. Masu noteikšanai ņemtos etalonus sauc atsvarus. Parocibas dēļ viņus saveeno kopās, cenšotees panākt, lai ar minimalo viņu skaitu būtu izdaramas cik spējams plašas svēršanas. Tāda racionali sastādita kopa ir attēlota zīm. 79. ar atsvareem 1, 1, 1, 2, 5, 10, 10, 20, 50, 100, 200 gr.

Zīm. 79. Atsvaru kopa.

Ar viņu var svērt veselos gramos no 1 līdz 400 gr. Tāpat kārto ari gramu daļas.

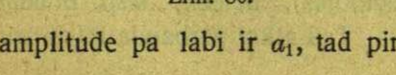
Leelakos atsvarus (veselus gramus) izgatavo no misiņa un pēc tam, lai viņi nerūsetu, apzeltī. Mazakos taisa no Pt vaj aluminija skārda □ vaj △ plāksniņu veidā.

Preciza svēršana ar jūtigeem svareem ir komplicets darbs. Tā kā berze viņos ir neeciga, viņi, reiz eešūpoti, turpina svārstitees, un ilgi jagaida, līdz viņi nomeerinas un viņu rāditajs nostājas pret līdzsvara noteikto skalas eedaļu. Tapēc jaleeto metode, kuŗa jau rāditajam svārstotees dotu eespēju šo eedaļu atrast.

Ja berze ir ļoti maza, svaru amplitude visu laiku ir veena un ta pati. Tad svārstiba ir nedzeestoša, un rāditajs staigā pa skalu veenadi uz abam pusem no līdzsvara veetas (n_0). Ja tas ir n_1 eedaļas pa labi un n_2 pa kreisi, tad mekletā veeta ir

$$n_0 = \frac{n_1 + n_2}{2}.$$

Dzeestošās svārstibās turpreti, katra nākošā amplitude ir mazaka par eepreekšejo (sk. § 41) un pee tam par veenu un to pašu reižu skaitu $\varkappa$. Tapēc, ja mekletā līdzsvara veeta zīm. 80. ir n_0, un pirmā



Zīm. 80.

amplitude pa labi ir a_1, tad pirmā pa kreisi $a_2 = a_1\varkappa$, otrā pa labi

$a_3 = a_1\varkappa^2$, otrā pa kreisī $a_4 = a_1\varkappa^3$, trešā pa labi $a_5 = a_1\varkappa^4$ u. t. t. Zīmejumā skatidamees mēs rakstam:

pa kreisi:	pa labi:
	$n_1 - n_0 = a_1$
$n_0 - n_2 = a_1\varkappa$	
	$n_3 - n_0 = a_1\varkappa^2$
$n_0 - n_4 = a_1\varkappa^3$	
	$n_5 - n_0 = a_1\varkappa^4$.

Saskaitot kreisā pusē un tad labā, un ņemot aritmetiskos videjos skaitļus, dabujam:

$$n_0 - \frac{n_2 + n_4}{2} = \frac{a_1}{2}(\varkappa + \varkappa^3)$$

un

$$-n_0 + \frac{n_1 + n_3 + n_5}{3} = \frac{a_1}{3}(1 + \varkappa^2 + \varkappa^4).$$

Bet nu $\varkappa < 1$, peem., zīm. 80. $\varkappa = 0{,}8$; tapēc $\varkappa = 1 - \alpha$, kur α ir mazs daļu skaitlis. Likdami to $\varkappa$ veetā un aprobežodamees tikai ar α pirmām pakāpem, mēs ar Ņutona binoma metodi dabujam

$$\varkappa^4 = (1-\alpha)^4 = 1 - 4\alpha,$$
$$\varkappa^3 = (1-\alpha)^3 = 1 - 3\alpha,$$
$$\varkappa^2 = (1-\alpha)^2 = 1 - 2\alpha;$$

tad abas augšejo divu veenadibu labās puses izrādas veenadas, un veenadibas atskaitot dabujam:

$$n_0 = \frac{1}{2}\left(\frac{n_2 + n_4}{2} + \frac{n_1 + n_3 + n_5}{3}\right):$$

mekletā līdzsvara eedaļa n_0 ir dabujama, ja no triju uz veenu pusi ņemtu amplitudu aritmetiskā videjā un divu uz otru pusi ņemtu amplitudu aritmetiskā videjā ņem atkal aritmetisko videjo. Kā no metodes redzams, tā dabutais n_0 ir īstenibai jo tuvak, jo leelaks ir ņemtais svārstibu skaits. Bet parasti peeteek ar veenu uz veenu, divam uz otru pusi. Tad

$$n_0 = \frac{1}{2}\left(n_2 + \frac{n_1 + n_3}{2}\right).$$

Ar šo metodi svēršanu izdara tā. Papreekšu, palaižot aretiru un leekot tukšeem svareem svārstitees, ar triju n palīdzibu dabū nulles punktu n_0. Pēc tam svarus aretē. Uzleekot uz veena kausa sveŗamo preekšmetu, uz otra vajadzigos — pēc acumēra — atsvarus, palaiž viņus atkal. Ja līdzvara nav (svari nešūpojas), uzleek, resp. noņem dažus atsvarus (kad svari otrreiz areteti). Tad atkal pārbauda līdzsvaru un t. t. Tā rīkojas tik ilgi, līdz, vaļā palaisti, svari nesāk skalas robežās šūpotees. Tad, ņemot atkal trīs svārstibas — veenu uz veenu, divas uz otru pusi, dabū apkṛauto svaru līdzsvara punktu n. Ja šūpošanos izsauc p grami, tad ķermeņa svars ir

$$p \pm \frac{n - n_0}{\nu},$$

kur ν ir svaru jūtiba pee uzkṛavas p. Šo ν dabū peeleekot p neleelu zinamu pārsvaru x; tad rāditaja gala svārstibas centrs pārveetojas uz kādu n_1 (atkal trīs svārstibu novērojumi), un $\nu = \frac{n_1 - n}{x}$. Tapēc tagad mekletais svars ir

$$p \pm \frac{n - n_0}{n_1 - n} x,$$

kur + un — jasaskaņo ar acumirkligeem n_1 un n.

Atsvaru kopas pa leelakai daļai izgatavo tikai līdz 0,01 *gr* (10 *mg*), jo mazaki gabali nav vairs parocigi. Lai varetu svērt ari mazakus smagumus, leeto tā sauc. jātneeka metodi. Jātneeks ir no teevas *Pt* vaj *Al* drāts izgatavota cilpa gaṛām kājam; tādi divi redzami atsvaru kastitē pa labi (zīm. 79). Ar svaru kastei peerīkotu bīdamu steeni var viņu noveetot uz svaru kārts kaut kuṛā veetā. Kārts ir ar eedaļām (10), kas sākas no viņas vidus. Ja jātneeka svars ir 0,01 *gr* (parasti tādu ņem) un ja viņš atrodas uz kārts m eedaļas, tad pēc sviras likuma viņa moments ir $\frac{0{,}01}{10} m$. Tā stumdot viņu pa kārti (pareizaki sakot pārcilajot), var svareem uzkṛaut miligramus un viņu daļas.

Otrā nodaļa.

Molekularfizika.

Vispārigs veelas raksturojums. Molekularhipoteze.

§ 62. Veelas agregatstāvokļi. Dabā sastopamee veelas veidi ir bezgaligi dažadi. Katru tos atsevišķi pētit nav eespējams, tapēc jarod pazīmes, kas dotu eespēju viņu dažadibā izdarit kaut kādu noteiktaku klasifikaciju. Izrādas, ka tas eespējams. Tā ņemot kā mērauklu veelas spēju saistitees ar noteiktu f o r m u, viņas pazīstamos veidus var eedalit trijās leelās grupās: ceetos, šķidros un gazejados ķermeņos.

C e e t a m ķermenim ir noteikta forma un tilpums un vairak vaj mazak izteikta īpašiba pretotees spēkeem, kas šo formu cenšas mainit. Viņa daļas turas ceeti kopā, un tikai ar leeleem spēkeem var tās veenu no otras atraut. Sevišķi raksturiga šī īpašiba atteecotees uz ilgstošo smaguma spēku: ceets ķermenis, savam svaram atstāts, neizplūst, bet patur savu formu neaprobežoti ilgi. Š ķ i d r u m s ari pretojas sava tilpuma maiņai, bet patstāvigas formas viņam nav. Zem smaguma spēka eespaida viņš izplūst, kapēc viņa saturešanai vajadzigs trauks. (skat. § 82.) — Vēl mazak patstāvigas formas ir g a z e m. Viņu daļas ne tikai ka neturas kopā, bet pat cenšas veena no otras cik spējams attālinatees: gaze, brīvē atstāta, izplešas un eeņem visu viņas rīcibā atstāto telpu. Tapēc viņas saturešanai vajadzigs n o s l ē g t s trauks.

Tomēr šāda klasifikacija ir tikai tuvina. Ir ķermeņi, par kuŗeem grūti sakams, kur viņi peeder. Ir ceeti ķermeņi, kam ir šķidruma īpašibas, un otradi. Tā, peem., p i ķ i s. S t r a u j i leekts, viņš lūst kā visai trausla veela. Tā tad šinī ziņā viņš ir, bez šaubam, „ceets". Bet ja viņam peeliktee spēki ir ilgstoši un lēni, viņš izturas kā šķidrums: savam smagumam atstāts, piķa gabals pamazam izplūst. Ja stikla piltuvē tādus gabalus eemet vairak, ar laiku, — pēc dažeem mēnešeem — viņi visi saplūst veenā gabalā, kas līdzigi šķidrumam guļ piltuvē. Pamazam šis „šķidrums" sāk tecet un sakrājas piltuvei paliktā trauka dibenā. Ari citām veelām ir līdzigas īpašibas. Tā ilgu laiku (gadus) gulošs, galos atbalstits s t i k l a steenis pamazam saleecas. Pee trauslās sarkanās lakas to var novērot pat nedaudzās deenās.

No otras puses, novērojumi rāda, ka kādas veelas veida peederibu pee veenas, vaj otras no šīm grupam noteic ārejee apstākļi: veena un ta pati veela var būt kā ceeta, šķidra, tā ari gazejada. Tā ledus, sasilstot, pārvēršas ūdenī; ūdens, sakarsets, izgaro un pārvēršas tvaikā — top gazejads. Te noteicošais faktors ir temperatura. Ari tas leecina, ka nodalijums: ceets, šķidrs, gaze nav uz principielām atšķiribam dibinats. Te ledus, ūdens un viņa tvaiks ir veenas un tās pašas veelas trīs eespējamee stāvokļi.

Bet taisni tapēc ši klasifikacija fizikā ir vērtiga, jo tā viņa dibinas ne uz nejaušām formas pazīmem, bet nedaudzu noteiktu fizikalu faktoru — āreju apstākļu — sakaru. Ar to no viņas izkrīt viss sīkais, nejaušais; viņa top plaša un aptveroša. Tapēc ari mēs uz preekšu nekādas principielas starpibas starp ceetu, šķidru un gazejadu formu nemeklesim, bet tās uzlūkosim kā veelas trīs eespējamos agregatstāvokļus, kas ārejeem apstākļeem atteecigi mainotees var nepārtraukti veens otrā pāreet.

§ 63. Molekularā veelas struktura. Jau parastee, ikdeeniškee novērojumi māca, ka veela nav kaut kas veengabalains, kas bezstarpaini peepilda viņas eeņemto tilpumu. Tā visi ķermeņi, ceeti, šķidri, vaj gazejadi ir leelakā vaj mazakā mērā saspeežami; ja viņus sildam, viņi peeņemas tilpumā — izplešas. Bet saspeest un izsteept var tikai to, kas salikts no atsevišķām daļām, kuŗas veena otrai tuvodamās tilpumu pamazina un attālinadamās — paleelina, Pretejā gadijumā divi veelas tilpumi būtu speesti eeņemt veenu un to pašu telpu veenā un tanī pašā laikā, kas neeespējams.

Daudzas ceetas veelas ir higroskopiskas, viņas spēj eesūkt sevī ūdeni, vaj kādu citu šķidrumu. Tā, peem., gipss, krīts, papirs. Tādi ir ari daži šķidrumi. Tīru ūdeni un alkoholu veenados daudzumos (tilpumos) sajaucot, dabū maisijumu, kuŗa tilpums ir mazaks par ņemto tilpumu zumu. Tā tad te daļa no veena šķidruma ir eegājusi otrā. Līdzigas parādibas novērojam ari pee gazem. Vaļejā traukā bijis šķidrums, peem., ūdens, satur sevī gaisu. Gaiss ir ari dabas ūdeņos, jo tikai tapēc tur spēj uzturetees dzīvas būtnes. Ari metali spēj uzsūkt dažas gazes, un pee tam ļoti leelos daudzumos. Tā, peem., veens cm^3 paladija (Pd) normalos apstākļos uzsūc sevī līdz 1200 cm^3 ūdeņraža. — Viss tas leecina, ka veela nav veengabalaina, bet gan, ka viņā ir starpas, tukšumi. Veelai ir struktura.

Varetu eedomatees, ši struktura ir līdziga parasto čaugano ķermeņu, peem., sūcekļa strukturai. Ari sūceklis ir porains, saspeežams, higroskopisks. Bet tāda hipoteze nespētu izskaidrot gazu īpašibas, peem., viņu cenšanos eeņemt visu viņām atstāto telpu. Tapēc japeeņem, ka veela ir salikta un salikta no neatkarigām, patstāvigām un diskreti pa viņas tilpumu izkaisitām daļām, kas kaut kā, zinamos atstātumos veena no otras, turas kopā.

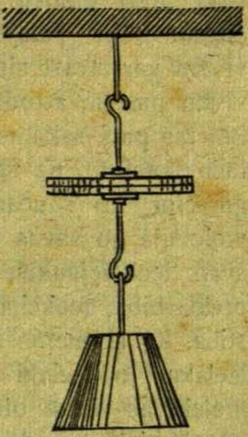
Homogenai (veendabas) veelai, peem., tīras dzelzs gabalam, visās viņas veetās ir veenas un tās pašas īpašibas. Ja viņa ir pilnigi tīra, šīs īpašibas neatkarajas ari no ta, kā, kad un kur veela ir eegūta. Peem., tīras dzelzs saspeežamiba, izsteepjamiba u. t. t. ir veenos apstākļos veenmēr veena un ta pati. Tas leecina, ka ari viņas struktura ir pilnigi noteikta un viņai raksturiga, un līdz ar to ari tās patstāvigās daļas, tee graudi, kas šo strukturu rada, un viņu atstātumi. Viņi nav nejauši; viņi ir tee vismazakee domatās veelas daudzumi, kas var patstāvigi, fiziski eksistet, kam veenmēr un visur ir veenas un tās pašas īpašibas. Viņus sauc molekulas. Veela ir būveta no molekulam, viņai ir molekulara struktura.

Aplūkojot kādu veelas gabalu, peem., šķidruma pileenu pat visstiprakā mikroskopā, mēs tomēr tur nekādas starpas un daļas neredzam. Tas rāda, ka molekulas ir ļoti mazas. Bet ir daudzi ceļi, kuŗus ejot viņu leelumus var aprēķināt. To mums rādīs turpmakais. Še atzīmesim tikai tos slēdzeenus, pee kuŗeem mūs noved veelas leelā dališanās spēja. No zelta, platina un citeem metaleem var izvilkt drātis, kuŗu caurmērs ir mazaks par mikronu (μ). Viņus var izspeest plāksnēs, kuŗu beezums ir milimetra miljonās daļas. Ar veenu pileenu karmina, indigo u. c. krāsu veelām var nokrāsot leelus ūdens daudzumus; neecigs kampara gabaliņš peesmaržina leelu telpu, un pat visjūtigakee svari nekādu viņa svara paṃazinašanos neuzrāda. No ta var aprēķināt robežu, kuŗu nepārsneedz molekulu masas un viņu caurmēri. Viņi mērojami ar skaitli 10^{-8} *cm*. Tapēc jaatmet katra ceriba molekulas teeši novērot un jaņem palīgā aprēķinu ceļš.

Tomēr būtu nepareizi pēc veelas īpašibam taisit slēdzeenu par viņas molekulu īpašibam, un otradi. Gan veelas īpašibas rodas no molekulu īpašibam, bet ne visas: daudzas no viņām noteic viss molekulu kopums, viņu atstātumi u. t. t. Tā veela ir saspeežama, bet tas nenozīmē, ka tāda ir ari viņas molekula.

§ 64. Molekularee spēki. Adhezija. Peeņemot molekularhipotezi, mēs tūliņ nonākam pee jautajuma: kas gan molekulas satur kopā? Kapēc no viņām salikts ķermenis neizirst pee pirmās sadursmes ar citeem? Kapēc ķermeņi ir ceeti, un daži pat ļoti ceeti? Šo atbildi atrast ir veens no galveneem fizikas mērķeem. Viņa ir meklejama to spēku darbibā, kas valda starp molekulam. Viņus sauc intramolekularus jeb veenkārši molekularus spēkus.

Ka tādi spēki ir un darbojas, par to, starp citu, mums stāsta ikdeenas novērojamās ķermeņu salipšanas (adhezijas) parādibas. Tā ūdens peeķeŗas stiklam, kokam, akmenim, un pee tam deezgan stipri: lai atrautu paleelu stikla plati no ūdens virsus, jaleeto deezgan leels spēks. Divi tuvu nolikti ūdens pileeni saplūst veenā. Šee spēki vērojami ari ceetos ķermeņos, tikai te jarūpejas, lai viņu saskarošās virsmas būtu peeteekoši gludas. Ja saspeež kopā divas kreetni nogludinatas stikla vaj marmora ripas, viņas turas kopā visai stipri: augšejo peestiprinot (zīm. 81.), apakšejai var peekārt eevērojamu svaru.*) Divi pilnigi gludi stikla gabali, kopā salikti un nedaudz (līdz 300°) sasilditi, dod veenu veselu, kuŗam nevar atrast nekādas saveenojuma pazīmes. Laužot, sitot u. c. deformejot, šāds gabals plīst pa saveenojuma plāksmu ne beežaki, kā citā kādā virzeenā. Šos adhezijas spēkus izleeto optotechnikā, kur beeži vajadzigs saveenot stikla daļas bez vidutaju (ķites) palīdzibas („optiskais kontakts"). Kā redzams, temperaturai teešā nozīmē te ir blakus loma, jo stikls sāk palikt mīksts tikai pee 600°; viņa te ir tikai eerosinatajs.

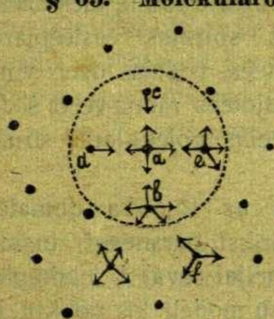


Zīm. 81.
Adhezija.

Ja ceetu ķermeņu virsmas nav peeteekoši gludas, viņu salipšanu panākam, noveetojot starp viņeem kādu ātri saceetejošu šķidrumu — līmi, ķiti. Tad molekularee peevilkšanās spēki darbojas starp līmes un ceeta ķermeņa molekulam no veenas un līmes pašas molekulam no otras puses.

Vēl veens peemērs. Svina skaidas var saspeest tā, ka no viņām rodas veens vesels gabals. Ja speež stiprā metala cilindrā, kuŗa dibenā izurbts neleels caurums, saspeestās skaidas nāk pa viņu ārā veengabala, pilnigi homogenas drāts veidā.

§ 65. Molekularo spēku modelis. Adhezijas parādibas māca, ka molekularee spēki darbojas tikai neleelā atstātumā un visai ātri krītas ar pēdejo. Bet katrai molekulai peemīt zinama masa. Tapēc dabiski peeņemt, ka šee spēki ir Ņutona gravitacijas spēki, vaj vismaz viņeem līdzigi, jo ari šee krītas visai ātri. Palūkosim, kā šādā gadijumā izveidojas veelas molekularās struktūras hipoteze. Eedomasimees kādu molekulu kopumu un greezisim vēribu uz kādu no viņām, peem., a (zīm. 82.). No viņas izreetošee spēki, kas ir atstātuma kvadratam preteji proporcionali, praktiski ņemot aprobežojas ar neleelu sferu ar radiusu ρ: a peevelk tikai šinī sferā esošās molekulas, un otradi, — tikai šinī



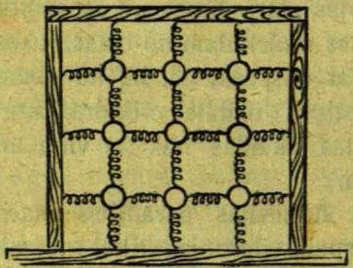
Zīm. 82.

*) Te loma ir ari daudzeem citeem faktoreem.

sferā esošās darbojas uz *a*. Šo sferu sauc molekulas *a* **molekularās darbibas sferu** un viņas radiusu **molekularās darbibas sferas radiusu.**

Ja molekulas pa ķermeņa tilpumu veenmērigi sadalitas, katrai *a* sferā esošai molekulai *b*, kuŗa velk *a* uz leju, var atrast simetriski preti gulošu molekulu *c*, kas *a* ar tādu pat spēku velk uz augšu. Tas pats sakams par kuŗu katru citu — *d*, *e* u. t. t; ari viņām var atrast simetriski pretejas. Tapēc *a*, rauta veenmērigi uz visām pusem, atrodas meerā un noteiktā veetā — savas sferas centrā. Bet tas pats sakams par visām citām: *b*, *c*, *d*... Tā molekulu kopums rada noteiktu, uz molekularo spēku līdzsvara dibinatu stabilu konfiguraciju, ko saucam ceetu ķermeni. Ja āreju spēku speesta kāda molekula no savas veetas kaut cik aizvirzas, viņu turetajs spēku līdzsvars teek izjaukts, bet līdz ar to no pārejo molekulu puses rodas pretdarbiba, reakcija, kas viņu dzen atpakaļ. Šī reakcija ir ta pretestiba, ko ķermenis rāda savas formas un tilpuma maiņai. Viņa jo leelaka, jo leelaki ir molekularee spēki, jo tuvak, starp citu, ir viņa molekulas veena otrai.

Modelis šo domu labaki paskaidros. Zīm. 83. attēlots rāmis, kuŗā eesteepts ar teevas drāts spiralem saistits koka lodišu pinums. Katra lodite, pateicotees spiraļu eesteepumam, noveetojas noteiktā veetā un ir ceeši ar viņu saistita. Izvirzita un tad vaļā palaista, viņa, vairak vaj mazak pašūpojusees, atkal atgreežas atpakaļ. Te molekularo spēku loma ir spiraļu elastibai (pateesibā atkal viņu molekulareem spēkeem). Atvēžot domato loditi, mēs dažas ar viņu saistitās spirales eesteepjam. Censdamees sarautees, pedejās dzen viņu atpakaļ. — Eedomajotees rāmja veetā šādu pinumu trijās dimensijās, mēs dabujam ceetas veelas **molekularās strukturas** un molekularo spēku modeli.



Zīm. 83. Modelis.

Šajos spreedumos sevišķi jagreež vēriba uz to, ka domatās molekulas izvirze no viņas līdzsvara veetas nedrīkst pārsneegt zinamu leelumu. Ja peelaižamā robeža (katrai konfiguracijai sava) ir pārkāpta, molekula vairs agrakā stāvoklī neatgreežas. Mūsu modelī tas notiktu, ja loditi atvēžot mēs kādu ar viņu saistitu spirali **pārsteeptu** vaj pavisam pārrautu. Tad citas apkārtejās ņemtu tūliņ pārsvaru un noveetotu loditi citur.

Te uzmestā molekularo spēku hipoteze, kur viņi peelīdzinati Ņutona gravitacijai $f = \frac{mm}{r^2}$, ir tikai pirmais tuvinajums domajamai īstenibai. Ir fakti, — par viņeem plašaki runasim otrā sējumā — kas rāda, ka molekulu saturešanā sava loma ir ari citeem, galvenā kārtā elektriskeem spēkeem. Bet kādi tee ari nebijuši, visi viņi ar atstātumu krītas ne mazak strauji, ka Ņutona spēki. Tapēc ari kvalitativos aprakstos varam turetees pee pēdejeem, kā veenkāršakeem un mums jau pazīstameem.

§ 66. Agregatstāvokļu maiņa. Blīvums. Atomisms. Veelas agregatstāvokļi no molekularās hipotezes veedokļa raugotees nu veegli izprotami. Ceets ir ķermenis, ja viņa molekulas ir tuvu veena otrai. Tad peevilkšanās — molekulas līdzsvarā noturetaji spēki ir leeli, ķermenis pretojas savas formas un tilpuma maiņai. Ja veens ķermenis ir ceetaks par otru, tad tapēc, ka viņu molekulam ir dažadas īpašibas, peem., dažadas masas, atstātumi u. t. t. Ķermenis ir šķidrs, kad viņa molekulas atvirzas tāļu veena no otras. Tad nākošā mazakā pārveetošanās eesveež molekulu jaunā sferā, kur viņa uz kādu laiku saistas no jauna. Tapēc jau pee neleeleem ārejeem spēkeem molekulas eet spēka virzeenā, pārveetojas. Ja šķidrums padots smaguma spēkam, viņa molekulas cenšas eeņemt viszemako veetu, viņš izplūst; tā rodas viņa līmenis. Gazēs molekularee atstātumi ir vēl leelaki, daudz leelaki par 2ρ, t. i. molekularās darbibas sferas caurmēru. Šīs sferas veena otru jau vairs neķer, tapēc starp molekulam nāv nekādu (eevērojamu) peevilkšanās spēku. Pat otradi: pateicotees nemitigai kustibai, kuŗā viņas atrodas (sk. kinetisko gazu teoriju, § 108), molekulas cenšas veena no otras attālinatees.

Ar molekularo hipotezi eespējams izskaidrot ari citas veelas īpašibas, starp citām veenu visai svarigu, ko sauc blīvumu. Blīvums raksturo to, cik ceeši molekulas veelā ir saspeestas, jeb, kas tas pats, cik daudz viņu ir kādā viņas tilpumā. Tapēc viņa mēram var leetot skaitli, kas rāda, kāda ir domatā ķermeņa veenas tilpuma veenibas masa, jo ķermeņa masa ir viņa molekulu masai proporcionala. Apzīmedami blīvuma skaitlisko vērtibu ar d, ķermeņa masu un tilpumu ar m un V, mēs varam rakstit

$$d = \frac{m}{V}.$$

$d = 1$ tādai veelai (ķermenim), kuŗas tilpuma veenibai ir 1 gr masas. Tāds ir ūdens pee $4^{0}C$. Blīvuma dimensija ir

$$[d] = gr.cm^{-3}.$$

Veegli saprotams, ka veelai no veena agregatstāvokļa otrā pārejot (molekularatstātumeem mainotees) mainas ari viņas blīvums.

Molekularās hipotezes peeteek, ja grib izskaidrot parādibas, kuŗās veelas būtiba nemainas, t. i. fizikalos procesus. Ķimisko procesu izpratnei, turpreti, viņas nepeeteek. Te viņa japaplašina, peeņemot, ka ari molekula ir būveta, salikta no vēl mazakām daļām, kas atkal ir patstāvigas, domatai molekulai raksturigas, diskreti pa viņas tilpumu izkaisitas, — atomeem. Molekulā atomi turas kopā ar saveem atomareem spēkeem. Tā molekularā hipoteze top atomistiska.

Ceeti ķermeņi.

§ 67. Deformacijas. Hooke's likumi. Realee ceetee ķermeņi nav absoluti ceeti. Ja viņeem peeliktee ārejee spēki ir deezgan leeli, viņos mainas kā forma, tā tilpums, viņos rodas, kā saka, deformacija. Deformacija izjauc ķermeņa molekulu līdzsvaru. Ja viņa nav leela, molekulas cenšas zaudeto līdzsvaru atdabūt, ķermenī rodas spēki, kas meklē radit agrako stāvokli. Tapēc, deformejošeem spēkeem izzūdot, ķermenis peeņem agrako veidu un tilpumu. Šo viņa īpašibu sauc elastibu, viņu radošos spēkus — elastiskus spēkus. Tā elastiba uzlūkojama kā ceeta ķermeņa molekularās konfiguracijas reakcija.

Ja deformejošee spēki ir leeli un molekulas teek no līdzsvara veetam tāļi aizdzītas, tad, kā par to jau bija runats pag. §, var notikt, ka peelikteem spēkeem pazūdot, viņas savās agrakās veetās neatgreežas. Līdz ar to ķermenis savu agrako formu un tilpumu neatdabūs, bet paliks deformets — saleekts, sagreezts, pārsteepts. Šādas deformacijas sauc paleekošas. Tas rāda, ka ķermeņi ir elastigi tikai zinamās robežās.

Ne visi ķermeņi ir veenadi elastigi. Veeneem elastibas robežas ļoti plašas, citeem atkal šauras. Tapēc atšķiŗ elastigus ķermeņus no plastiskeem (valkaneem). Pee pirmeem peeder norūditi metali (tērauds), zīloņkauls, stikls, ebonits; pee otreem māls, svins, vasks. Pedejo elastibas robežas ir ļoti neecigas. Tapēc viņus leeto tēlneecibā, jo viņi veegli apstrādajami.

Dažos ķermeņos paleekošas deformacijas rodas jau pirms elastibas robežas sasneegšanas. Tādus sauc trauslus (stikls).

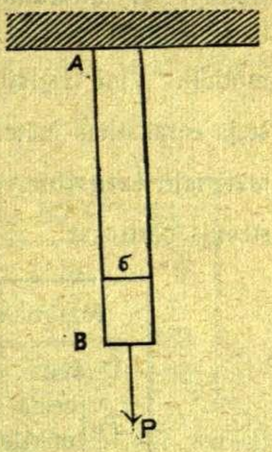
Ja deformacija nav leela, t. i. ja viņa noteek elastibas robežās, viņa ir proporcionala deformejošam spēkam. Šis ir Hooke's 1675. gadā uzstāditais likums, viņa paša formulejumā: „ut tensio, sic vis". Nosaukdami leelumu, kas mūs deformacijā interesē, peem., tilpumu, gaŗumu, resnumu u. t. t., ar x, šī leeluma skaitlisko vērtibu pirms deformacijas ar x_0 un radito deformaciju $x_0 - x$ ar $\triangle x$, mēs kā deformacijas mēru varam peeņemt $\frac{\triangle x}{x_0}$ un Hooke's likumu rakstit

$$\frac{\triangle x}{x_0} = kP,$$

kur k ir proporcionalitates faktors un P — deformejošais spēks.

Deformaciju ir leels daudzums, jo dažadi var būt leelumi x, kas ar ķermenim peelikteem spēkeem var mainitees. Tomēr izrādas, ka visas viņas var uzlūkot kā divu pamatdeformaciju virknejumus; tās ir **tilpuma** un **veida** (izskata) deformacijas.

§ 68. Steepes deformacija. Visveenkāršakais pirmās deformacijas veids ir garuma jeb **steepes** deformacija. Viņas aprakstam ņemsim no domatā materiala izgreeztu steeni AB (zīm. 84.) ar šķērsgreezumu σ un garumu l_0. Eestiprinasim viņa augšejo galu un lejas galam peeliksim svaru P. Pēdejais darbojas uz visa šķērsgreezuma veenmērigi. Viņa veetā ņemsim veenai šķērsgreezuma laukuma veenibai peelikto $p = \frac{P}{\sigma}$. Tādā kārtā mēs domās no steeņa izgreežam teevaku ar šķērsgreezumu 1 un deformejošo spēku p. Acimredzot viņa garuma deformacija būs veenada ar īstā steeņa AB deformaciju; bet ar to mūsu aprēķinos rodas veenkāršiba.



Zīm. 84.
Steepes deformacija.

Svars p, censdamees atraut steeņa molekulas veenu otrai, viņu deformē, izsteepj. Ja deformetais garums ir l, tad deformacija ir $\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{l - l_0}{l_0}$ un **Hooke's** likums te izteicas

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \alpha p.$$

Te α ir proporcionalitates faktors. Pee veeneem un teem pašeem l_0 un p viņš dažadeem materialeem ir dažads, jo dažadi te ir Δl. Tā domatā materiala elastiskām īpašibam viņš ir raksturigs leelums; viņu sauc **elastibas koeficientu**.

Parasti α veetā leeto viņam preteju leelumu $E = \frac{1}{\alpha}$, sauktu **elastibas jeb Young'a moduli**. Ari E raksturo materiala īpašibas. Leekot viņu **Hooke's** likuma izteiksmē, mēs dabujam

$$E.\frac{\Delta l}{l_0} = p.$$

$E = p$, ja $\Delta l = l_0$. Tas dod elastibas moduļa definiciju: viņa skaitliskā vērtiba ir izteikta ar to veenai steeņa šķērsgreezuma laukuma veenibai peelikto spēku (svaru), kas steeņa garumu divkāršo. Viņa CGS veeniba ir $\frac{dine}{cm^2}$.

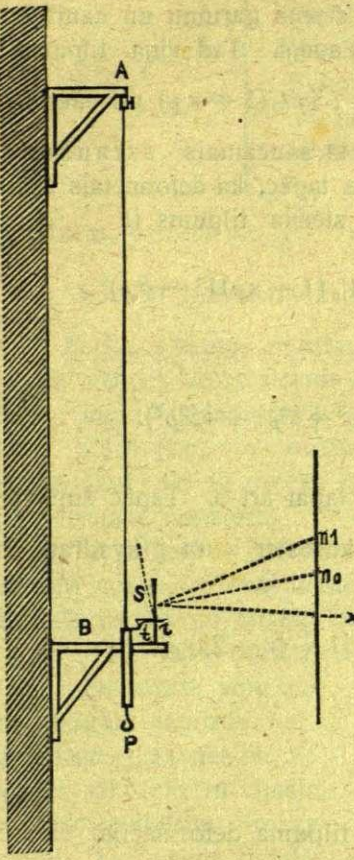
Tik leelas deformacijas reti kad sasneedzamas, jo steenis jau daudz agraki pārtrūkst. Tikai tādus materialus, kā kaučuku, var izsteept div- un vairak reizes. Bet tomēr ari E ir noderigs elastisko īpašibu aprakstam. Nākošā tabelē savākti dažu materialu elastibu moduļi. Viņi izteikti technikā peeņemtās veenibās $\frac{kg}{mm^2}$. Trešā viņas slejā eerakstitas materialu elastibas robežas P_r un ceturtā tā saucamā materialu izturiba — tas $\frac{kg}{mm^2}$ izteiktais svars P_i, taisni pee kuŗa steenis pārtrūkst:

Materials	E	P_r	P_i
Tērauds	22000	33	70—80
Fe ceeta . . .	20870	32	63
Fe mīksta . .	20790	5	48
Cu ceets . . .	12450	12	40
Cu mīksts . .	10520	3	31
Pb	1800	0,25	2,2
Parafins	193	—	—
Vasks	59	—	—
Kaučuks . . .	0,1	—	—

Ķermeņu elastiskās īpašibas atkarajas no daudzeem faktoreem. Vispirms no viņu apstrādašanas, tad jau agraki pārceestām deformacijam; vispāri no viņu vēstures. Pee metaleem no svara ari tas, vaj steenis ir leets, kalts vaj citadi vilkts. Kā tabele rāda, ceetam un mīkstam metalam ir dažadas elastibas robežas, dažadi E. Ari temperatura daŗa eespaidu, elastibu pamazinadama. Treškārt virsmas īpašibam ir leela loma: steeņa elastiba mainas, ja viņa virskārta ir noēdinata ar kādu skābi. Sevišķi eevērojams ir virsmas eespaids pee ļoti teeveem steeņeem — drātim. No kvarca (ari stikla) var izvilkt deegus, kuŗu caurmērs nepārsneedz mikronu (μ). Tāds deegs spēj noturet viņā eekārtu līdz 1 gr leelu svaru. Aprēķinot viņa izturibu šinī gadijumā, dabujam P_i līdz $1000 \frac{kg}{mm^2}$. Tas daudzkārt pārsneedz pat visceetakā tērauda izturibu. Tas izskaidrojams ar to, ka jo teevaks ir deegs, jo leelaka loma, ar šķērsgreezumu salīdzinot, ir viņa virsmai; te parastai materiala izturibai peeveenojas vēl virsmas spēki (sal. § 88.). Šādu kvarca deegu izsturibu plaši izleeto dažadu fizikalu aparatu, peem., elektrometru, konstrukcijā.

Visus ķermeņus var eedalit divās grupās: pirmeem viņu īpašibas visos virzeenos ir veenadas, otreem turpreti dažos (nedaudzos) dažadas. Pee pēdejeem peeder daudzi kristali (§ 74), un ari koks. Koka elastibas modulis atkarajas no ta, vaj steenis ir greezts šķeedrām paraleli, vaj šķērsam. To rāda sek. tabele ($E \frac{kg}{mm^2}$):

Koks	$E_{\|}$	$E_{\perp}$
Egle . . .	1113	95
Bērzs . . .	997	81
Ozols. . .	921	189
Preede . .	564	98



Zīm. 85.
Young'a moduļa aparats.

Steepes deformacija $\triangle l$ parasti ir ļoti maza, tapēc viņas novērošanai leeto vaj nu katetometru (§ 6.), vaj citu kādu jūtigu, peem., spoguļa un skalas metodi. Pēdejā gadijumā vār leetot zīm. 85. schematiski attēloto aparatu.

Pētamā drāts peestiprinata savā augšgalā pee A. Lejā viņa beidzas ar resnaku cilindru, kas tikko eet cauri platei B. Uz pēdejās uzstiprinats spogulis s, kas var greeztees ap horicontalu asi r; viņa kāja t atbalstas uz cilindra. Preti spogulim atrodas gaismas avots un vertikala skala ar *mm* eedaļām, uz kuŗas spogulis pee noteiktas eedaļas n_0 dod gaismas avota refleksu. Ja drāti ar peekārtu svaru P izsteepj, spoguļa kāja t nolaižas, līdz ar to spogulis atvēžas, dodot refleksu pee n_1. Zinadami kājas rt gaŗumu, spoguļa atstātumu no skalas un $n_1 - n_0$, var aprēķināt viņas gala nolaišanos, t. i. drāts pasteepšanos.

§ 69. Saraušanās steepjotees. Steeņa steepšana gaŗumā maina ari viņa tilpumu. Ja d ir šķērsgreezums, $\triangle l$ pagaŗinajums, tad tilpuma peeaugumam jabūt $\triangle V = d \triangle l$. Bet novērojumi rāda, ka pateesibā viņš ir mazaks. Tas leecina, ka steenis steepjotees ir sarāvees — viņa šķērsgreezums ir pamazinajees. Šo saraušanos var ari teeši novērot un vislabaki pee tada materiala, peem., kaučuka, kas peelaiž leelu steepes deformaciju. Uzmaucot gumijas steenim kādu viņam tikko virsū ejošu skārda gredzenu un tad viņu izsteepjot, mēs redzam, ka gredzens top vaļigs un nokrīt.

Apzīmesim ar l_0 un d_0 nedeformetā steeņa garumu un caurmēru, veenkāršibas pēc peeņemot, ka steenis ir apaļš. Tad viņa tilpums ir $V_0 = \frac{\pi}{4} l_0 d_0^2$. Izsteepts, viņš dabū garumu $l = l_0(1 + \alpha p)$ un caurmēru $d = d_0(1 - \beta p)$. Te α ir elastibas un β tā saucamais sarausanās (kontrakcijas) koeficients; viņš ir negativs tapēc, ka deformetais šķērsgreezums ir mazaks par ņemto. Jaunais steeņa tilpums ir

$$V = \frac{\pi}{4} l_0 d_0^2 (1 + \alpha p)(1 - \beta p)^2 = V_0(1 + \alpha p)(1 - \beta p)^2.$$

Eekavas attaisot un reizinot, dabujam:

$$V = V_0(1 + \alpha p - 2\beta p - 2\alpha\beta p^2 + \beta^2 p^2 + \alpha\beta^2 p^3).$$

Bet nu $\alpha = \frac{1}{E}$ ir ļoti mazs skaitlis, tapat ari β. Tapēc šinī veenadibā var atmest visus tos locekļus, kuros ir α un β kvadrati un viņu produkti. Tad paleek

$$V = V_0(1 + \alpha p - 2\beta p) = V_0[1 + (\alpha - 2\beta)p].$$

Tas dod

$$\frac{V - V_0}{V_0} = (\alpha - 2\beta)p,$$

t. i. parasto Hooke's likuma izteiksmi tilpuma deformacijai

$$\frac{\triangle V}{V_0} = \gamma p,$$

ja $\gamma = \alpha - 2\beta$. Rakstot $\gamma = \alpha\left(1 - 2\frac{\beta}{\alpha}\right)$ un apzīmejot $\frac{\beta}{\alpha} = \mu$, mēs dabujam

$$\gamma = \alpha(1 - 2\mu) = \frac{1 - 2\mu}{E}.$$

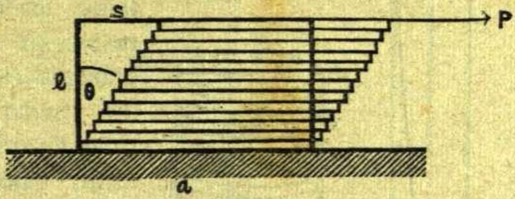
$\mu = \frac{\beta}{\alpha}$ sauc Poisson'a koeficientu. Viņš raksturo materiala tilpuma deformaciju un spēlē lomu būvneecibā. Kā veegli saprast, γ nevar būt mazaks par 0, t. i. negativs, tapēc $1 - 2\mu > 0$ un $\mu < \frac{1}{2}$. Nākošā tabelē ir eerakstiti dažu materialu Poisson'a koeficienti:

Materials	μ
Parafins . . .	0,5
Kaučuks . . .	0,5
Svins.	0,375
Tērauds . . .	0,294
Korka	0,00

Kā redzam, pateesi $\mu < \frac{1}{2}$. Izcilu stāv parafins un kaučuks, kuŗeem $\mu = \frac{1}{2}$. Sevišķi interesantas ir korkas īpašibas — viņai $\mu = 0$, t. i. ari $\beta = 0$: korka, steepta, nesaraujas.

Ja steepes veetā steenis tiks galeniski speests, mēs nekā principieli jauna nedabūsim — tikai viseem leelumeem pārmainisees zīmes. Starp citu, viņa caurmērs peeņemsees, steenis paliks resnaks ($\beta > 0$). Bet ari te preekš korkas būs $\beta = 0$: galeniski saspeesta korka resnaka nepaleek.

§ 70. Šķeebes deformacija. Vērpšanās. Otrā deformaciju pamatveida noskaidrošanai ņemsim šādu peemēru. Eedomasimees no dotā materiala izgatavotu taisna leņķa paralelepipedu (zīm. 86.) ar šķautnem *a*, *l*, *c*. Tad viņa tilpums ir *a l c*. Sašķelsim viņu domās bezgala daudzās bezgala plānās plāksnēs un, no apakšas sākot, katru virsejo no viņām padzīsim drusku pa labi. Tad taisnā paralelepipeda veetā dabusim ar lauzito liniju attēloto. Viņš ir deformets, bet tikai viņa veids (izskats) ir mainijees, jo tilpums ir palicis agrakais. Šādu deformacijas veidu var saukt š ķ e e b š a n o s (šķeebi). Lai viņu raditu, janostiprina paralelepipeda pamats *ac* un viņa augšejai virsmai japeeleek horicontali vērsts spēks *P*. Tad uz veenas virsmas aprēķinatais deformetajs spēks ir $p = \frac{P}{ac}$; par deformacijas mēru še var ņemt



Zīm. 86. Šķeebe.

$$tg\theta = \frac{s}{l}.$$

H o o k e' s likums tad dabū izteiksmi

$$tg\theta = \frac{s}{l} = \delta p,$$

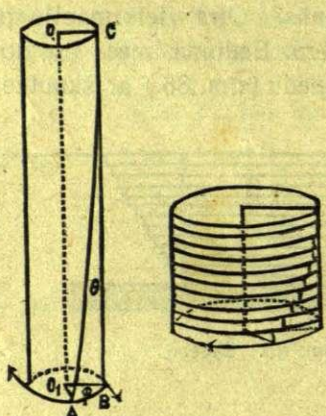
kur δ ir šķeebes koeficients. Viņam pretejs leelums $N = \frac{1}{\delta}$ ir šķeebes modulis.

Veegli novērojamas šāda veida deformacijas pee gumijas, sasalušas līmes, želatina. Metalos viņas ir mazas, tapēc te vajadzigi precizi eksperimenti. Sek. tabele dod dažu materialu šķeebes moduļus.

Materials.	$N \frac{kg}{mm^2}$
Dzelzs	6706
Čuguns	7458
Varš	3672
Stikls	2346
Kaučuks	0,163

Šķeebšanās noteek pee dažadām vērpes deformacījam. Ja kāds steenis vaj drāts ir nekustami veenā savā galā eestiprinats un pee otra teek greezts ap savu garuma asi, viņš vērpjas. Tas novērojams, ja viņam viņa garuma virzeenā uzvelk taisnu liniju CB: apakšejam galam pagreežotees, taisnā linija pārvēršas vītnes linijā CA (zīm. 87). Steeņa ass ir visu laiku meerā; tapēc te notikusī deformacija ir plāksmas $OCBO_1$ saleekšanās plāksmā $OCAO_1$.

Sadalisim domās ņemto steeni plānās ripās kā zīmejumā pa labi; augšejo meerā turot, pagreezisim ripas ap viņu kopejo asi drusku pa kreisi un jo vairak, jo lejak ripa atrodas. Tad uzvilktās taisnās linijas gabaliņi noveetojas pa vītnes liniju. Tā vērpes deformaciju mēs varam uzlūkot kā no šķeebes cēlušos. Tapēc ari viņas raksturojumam varam leetot moduli N.



Zīm. 87.
Vērpes deformacija.

Ja apakšejam galam uz 1 cm^2 peeliktais vērpejs spēku pāris p ir viņu pagreezis par $\varphi = \angle BO_1A$, tad $\smile AB = r\varphi$, ja r ir steeņa radiuss. Pee neleelas vērpes $\triangle CBA$ var uzlūkot kā plāksmā gulošu, ar taisnu leņķi pee B. Tad $\smile AB = BC\, tg\theta$. Ja $l = BC$ ir steeņa garums un ja deformacija ir maza, $tg\,\theta$ veetā var ņemt θ un rakstit $AB = l\theta$. Tas dod $r\varphi = l\theta$, no kureenes

$$\theta = \frac{r\varphi}{l}.$$

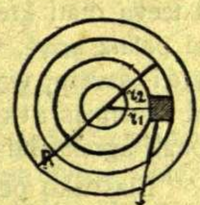
Šo θ var peeņemt kā vērpes deformacijas mēru. Viņš ir tas pats, kas zīm. 86, tapēc

$$\theta = \frac{r}{l}\varphi = \delta p.$$

Tas dod

$$N\frac{r\varphi}{l} = p.$$

Leņķi φ (vērpi) radošais moments ir $pr = N\frac{\varphi r^2}{l}$, kur r ir domatā □ *cm* atstātums no steeņa ass. Visam lejas gala šķērsgreezuma laukumam peeliktais moments ir šo momentu zuma. Lai viņu dabūtu, eedomasimees steeņa šķērsgreezumu sadalitu koncentriskos gredzenos (zīm. 88) un ņemsim kādu no viņeem ar radiuseem r_1 un r_2. Tad viņam peeliktais moments ir $\frac{N\varphi}{l}s\Sigma r^2$, kur s ir gredzena laukums. Acimredzot šis moments ir leelaks par $\frac{N\varphi s}{l}r_1^2$ un mazaks par $\frac{N\varphi}{l}sr_2^2$. Ja r_1 un r_2 veens no otra maz atšķiŗas, viņu var peeņemt veenadu ar r_1 un r_2 momentu videjo skaitli:



Zīm. 88.

$$p = \frac{N\varphi s}{2l}(r_1^2 + r_2^2).$$

Bet $s = \pi(r_2^2 - r_1^2)$. Tas dod

$$p = \frac{\pi N\varphi}{2l}(r_2^4 - r_1^4).$$

Zumedami pa visu steeņa šķērsgreezumu no $r = 0$ līdz $r = R$, kur R ir viņa radiuss, mēs dabujam peelikto momentu P kā

$$P = \frac{\pi N\varphi}{2l}R^4.$$

Tā R un l izmērojot un P un φ novērojot, var dabūt steeņa materiala šķeebes moduli N. Šis ari ir praksē ejamais ceļš.

Šo pašu rezultatu jau agraki Coulomb's atrada eksperimentali. Vērpjot teevas drātis un mērojot φ, viņš atrada, ka tam vajadzigais spēka moments ir drāts radiusa ceturtai pakāpei proporcionals.

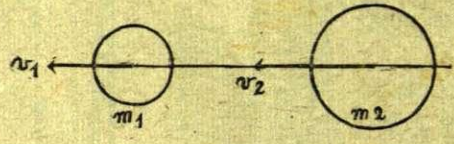
§ 71. Elastiskā pēcdarbiba. Interesantu parādibu 1835. gadā novēroja Weber's pee zīda deegu izsteepšanās. No peeliktā svara viņi ne uz reizi visā pilnibā izsteepjas, bet papreekš strauji, tad lēnaki. Tāpat pee svara noņemšanas: deegs saraujas, bet ne uz reizi peeņem agrako garumu. Tas turpinas ilgaku laiku; šo parādibu Weber's nosauca par elastisko pēcdarbibu.

Tāļakee pētijumi rāda, ka ari daudzos citos ķermeņos viņa novērojama, kaut gan dažados apmēros. Pee kaučuka viņa ir veegli demonstrejama ar pagaru gumijas stīgu (cauruli). Ja viņai peekar leelaku svaru, viņa izsteepjas. Ja elastibas robežas pārkāptas, kad svaru noņem, caurule ir garaka kā sākumā. Tomēr pamazam viņa saīsinas un ar laiku top agrakā.

Interesanta ir pee vērpšanās novērojamā elastiskā pēcdarbiba. Ja teevu drāti kreetni un uz ilgu laiku savērpj, peem., pa labi un tad palaiž brīvē, viņa pamazam sāk atvērptees. Ja nu tagad uz īsu brīdi savērpj viņu pa kreisi, viņa lēni tūvojas normalam stāvoklim, tad savērpjas atkal pa labi, sasneedz agrako leņķi un tikai tad lēnam nonāk agrakā līdzsvara stāvoklī.

Elastisko pēcdarbibu eespaido daudzi ārejee faktori, starp citu leelā mērā temperatura. Vispāri viņa temperaturai paceļotees pamazinas.

§ 72. Ceetu ķermeņu sadursme. Treeceens. Leela loma ķermenu elastiskām īpašibam ir viņeem sadurotees, jo te katrreiz rodas leelakas vaj mazakas deformacijas. Eedomasimees divus ķermeņus ar masam m_1 un m_2, un veenkāršibas pēc domasim viņus ložu veidā. Peeņemsim, abas lodes eet veenā virzeenā ar ātrumeem v_1 un v_2 (zīm. 89). Ja $v_2 > v_1$, otrā lode arveen vairak tuvosees pirmai un beidzot viņu panāks. Šinī mirklī notiks sadursme — treeceens. Lode m_2, pirmai peesisdamās, izdarīs uz viņu speedeenu. Bet tā kā *actio = reactio*, tad ari pirmā tāpat speedīs uz otro; tapēc pirmās lodes ātrums peeaugs, otrās — pamazinasees, un tas turpinasees tik ilgi, kamēr viņu abu ātrumi netaps veenadi. Ar to beigsees treeceena pirmais posms.



Zīm. 89.

Sadursme ilgst visai mazu brīdi, kā novērojumi rāda, pee elastigeem ķermeņeem tikai dažas desmittūkstošdaļas no sekundes. Tapēc še jaņem vērā ne radušees speedeeni, bet viņu impulsi (§ 24). Lodes m_2 nestā impulsa sekas ir lodes m_1 momenta peeaugums, lode m_1, savukārt dod lodei m_2 jaunu momentu. Ja viņu kopejais ātrums pēc treeceena pirmā posma ir v, tad atteecigais momenta peeaugums, resp. zaudejums ir

$$(v - v_1)\,m_1 \text{ un } (v_2 - v)\,m_2.$$

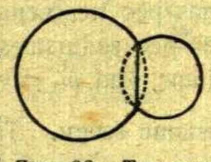
Bet tā kā pirmais ir noticis uz otrā rēķina, tad

$$(v - v_1)\, m_1 = (v_2 - v)\, m_2,$$

no kureenes

$$v = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2}.$$

Bet, sadurdamās, abas lodes vairak vaj mazak deformejas: saskaršanās punktā viņas eeleecas (zīm. 90). Tapēc tāļakā sadursmes gaita atkarajas no ložu elastiskām īpašibam. Ņemsim divus galejos gadijumus: 1) lodes ir pilnigi neelastigas (mīksta māla pikas) un 2) viņas ir ideali elastigas. Pirmā gadijumā nekādu elastisku spēku nav. Pēc pirmā treeceena posma lodes palēek kopā un kustas ar kopejo ātrumu v.



Zīm. 90. Treeceens.

Otrā gadijumā pirmajam posmam seko otrs: lodes, censdamās atgūt savu agrako veidu, sāk veena uz otru no jauna speest. Līdz ar to rodas jauni impulsi un momentu maiņa: pirmās lodes ātrums top vēl leelaks, otrās vēl jo mazaks. Tapēc drīzi veen lodes atkal izšķiras. Ar to beidzas treeceena otrais un pēdejais posms, un lodes eet tāļak katra ar savu ātrumu w_1 un w_2. Šos pēdejos dabujam, aplūkojot ložu momentu maiņu.

Pirmās lodes eegūtais moments ir $m_1 (w_1 - v)$, otrās zaudetais $m_2 (v - w_2)$. Pirmo rada lodes m_2 elastiba, kas cēlusees pirmā posmā no defermejošā momenta $m_1 (v - v_1)$; momentu $m_2 (v - w_2)$ dod impulss $m_2 (v_2 - v)$. Tapēc

$$m_1 (w_1 - v) = m_1 (v - v_1)$$
$$m_2 (v - w_2) = m_2 (v_2 - v).$$

Tas dod

$$w_1 = 2v - v_1$$
$$w_2 = 2v - v_2$$

Preekš v te viņa skaitlisko vērtibu ņemdami, dabujam

$$w_1 = \frac{2m_2 v_2 + (m_1 - m_2)\, v_1}{m_1 + m_2} = \frac{2v_2 \frac{m_2}{m_1} + (1 - \frac{m_2}{m_1})\, v_1}{1 + \frac{m_2}{m_1}}$$

un

$$w_2 = \frac{2m_1 v_1 - (m_1 - m_2)\, v_2}{m_1 + m_2} = \frac{2v_1 - (1 - \frac{m_2}{m_1})\, v_2}{1 + \frac{m_2}{m_1}}.$$

Kā redzam, ja $m_2 > m_1$, tad $1 - \frac{m_2}{m_1} < 0$ un $w_2 > 0$, t. i. lodes m_2 ātrums paleek agrakā virseenā. Ja, turpreti, $m_2 < m_1$, $1 - \frac{m_2}{m_1} > 0$ un var gaditees, ka tad $w_2 < 0$, t. i. lode maina savu virzeenu pretejā. Sevišķi svarigs ir gadijums $m_1 = m_2 = m$. Tad $w_1 = v_2$ un $w_2 = v_1$ — abas lodes apmainas saveem ātrumeem. Ja vēl pirms treeceena abi ātrumi ir preteji vērsti, t. i. ja abas lodes skreen veena otrai preti, viņas pēc treeceena skreen atpakaļ kātra ar otrās ātrumu. Pee $v_1 = 0$ mēs pēc sadursmes dabujam $w_1 = v_2$ un $w_2 = 0$. Svarigs ir ari gadijums, kad $m_1 = \infty$ un $v_1 = 0$. Tāds ir, ja lode m_2 atsitas pret nekustamu seenu. Tad $\frac{m_2}{m_1} = 0$, $v = w_1 = 0$ un $w_2 = -v_2$: lode atlec no seenas un skreen atpakaļ ar savu agrako ātrumu. Mēs sakam, ka lode teek refleketa jeb atsista.

Reizinadami pirmo no augšejām veenadibam ar m_1 un otro ar m_2 un viņas saskaitidami, ar veenkāršām algebraiskām operacijām dabujam

$$m_1 w_1 + m_2 w_2 = m_1 v_1 + m_2 v_2.$$

Tas rāda, ka elastigām lodem sadurotees, viņu momentu zuma nemainas.

Atsišanas gadijumā lodes moments pirms refleksijas ir $m_2 v_2$, pēc viņas $m_2 w_2 = -m_2 v_2$; tā tad lode ir zaudejusi momentu

$$p = m_2 v_2 - (-m_2 v_2) = 2 m_2 v_2.$$

To eeguvusi seena.

Tādā pat ceļā ir aprēķinams, ka ari

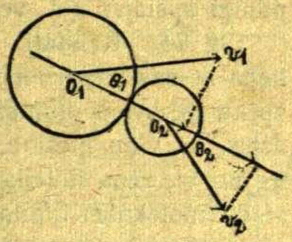
$$\frac{1}{2} m_1 w_1{}^2 + \frac{1}{2} m_2 w_2{}^2 = \frac{1}{2} m_1 v_1{}^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2{}^2,$$

t. i. ka ari ložu kinetisko enerģiju zuma treeceenā nemainas. Bet atzīmejams, ka tas ir tā tikai ar pilnigi elastigām lodem. Ja viņās rodas paleekošas deformacijas, daļa no viņu kinetiskās enerģijas pāreet siltumā un kustibai zūd.

§ 73. Slīps treeceens. Līdz šim mēs peeņēmam, ka abu ložu centru linija sakrīt ar viņu kustibas virzeenu. Šādu treeceenu sauc centralu. Ja treeceens ir slīps, varam rīkotees šādi. Saveenojot ložu centrus sadursmes brīdī ar liniju OO_1 (zīm. 91), ložu ātrumus v_1 un v_2 sadalam katru divās komponentēs, veenu velkot šai linijai paraleli, otru normali. Ja θ_1 un θ_2 ir zīmejumā norāditee leņķi, tad pirmās no šīm komponentem ir

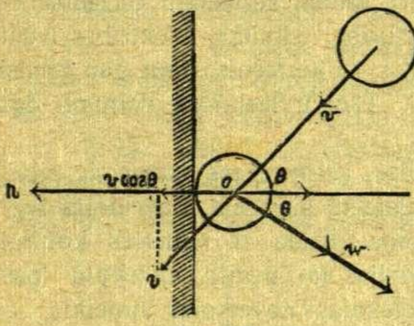
$$v_1' = v_1 \cos\theta_1 \text{ un } v_2' = v_2 \cos\theta_2.$$

Normalās kompotentes, kā tas redzams, nekādu eespaidu uz treeceena gaitu neatstāj, tapēc nav vērā ņemamas. Tā paleek tikai pirmās, centru linijā vērstās, un tā slīpa treeceena veetā dabūjam centralu ar ātrumeem v_1' un v_2'.



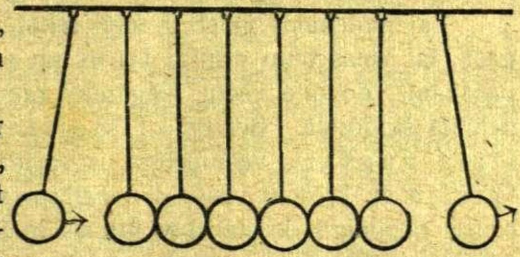
Zīm. 91.
Slīps treeceens.

Gadījumā, kad $m_1 = \infty$ (seena zīm. 92.) un lodes ātrums v ir pret seenas normali n zem leņka θ vērsts, $v' = v \cos\theta$ un $w = -v\cos\theta$ $= v\cos(\pi - \theta)$. Ņemsim normales pozitivo virzeenu kā zīmejumā un rēķinasim visus leņkus no viņa. Tad leņkis $\pi - \theta$ ir $\angle\, n O w$. Tapēc mekletais atsistās lodes ātruma virzeens ir Ow. Viņš guļ otrpus normales, simetriski preti krītošam, un ar negativo viņas virzeenu dod to pašu leņki θ. Tapēc saka, ka refleksija noteek pēc likuma: krišanas leņkis ir veenads ar refleksijas leņki. — Augšejais likums par kinetiskās enerģijas zumu konstanci slīpā treeceenā vairs nav veetā. Ja lodes vaj seena nav absoluti gludas, sadursmes brīdī starp viņām rodas berze, kapēc lodes sāk greeztees un viņu kinetiskās enerģijas daļa pāreet rotacijas enerģijā.



Zīm. 92.
Lodes refleksija.

Elastiskā treeceena likumus var veegli novērot ar laba ziloņkaula vaj tērauda loditem. Ja nokvēpina stikla vaj cita kāda materiala gludu plati ar sodrejeem un no neleela atstātuma met uz viņu lodi, lode atlec, aiznesdama sodrejus no peeskaršanās veetas sev līdz. Bet izrādas, ka uz plates ir palicis nevis punkts, bet apaļš plankumiņš, kas ir jo leelaks, jo no leelaka augstuma krīt lode. Tas rāda, ka peeskaršanās mirklī viņa ir deformejusees, saplakusi.



Zīm. 93.

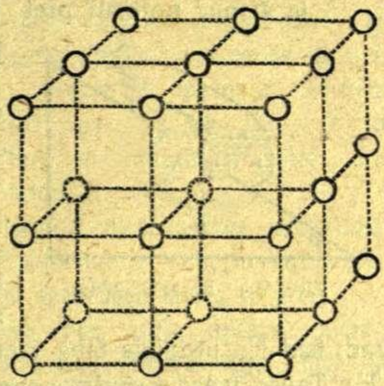
Ja vairakas lodes sakar rindā veenada garuma deegos, kā zīm. 93, var ērti novērot aprakstitās ātrumu maiņas. Paturot veenu lodi līdzsvara stāvokī, otru atvēžot un tad vaļā palaižot, var redzet, ka saduroteesees kriteja pilnigi apstājas, meerā bijusī turpina kritejas gaitu. Tas novērojams ari tad, ja starp viņām ir kādas citas. Ja divas lodites veenadi atvēž pretejos virzeenos, sadursmes brīdī viņas veena no otras atlec. Te $m_1 = m_2$, $v_1 = -v_2$ un $w_1 = v_2$, $w_2 = -v_1$. Ja lodes ir no mīksta māla, saduŗotees viņas pilnigi apstājas (ja veenadas ir viņu masas.)

§ 74. Kristali. Molekulas ir saliktas no atomeem, kas turas kopā ar savstarpejeem peevilkšanās spēkeem. Tā ari viņas ir uz šo spēku līdzsvara dibinatas stabilas atomu konfiguracijas. Tapēc sagaidams, ka viņu īpašibu, peem., ap viņām esošo spēku lauku intensitates un virzeena noteikšanā, šām konfiguracijām ir ari sava loma. Ja atomi molekulas tilpumā ir veenmērigi sadaliti, viņas spēka lauks ir visos virzeenos veenads (homogens). Tapēc ari tam ķermenim, kas no šādām molekulam salikts, visos virzeenos ir veenadas īpašibas; šādu ķermeni sauc i z o t r o p u. Ja, turpreti, atomi sadaliti pa molekulas tilpumu neveenmērigi, molekularee lauki dažados virzeenos ir dažadi. Kādu ķermeni radidamas, tādas molekulas noveetojas ne visos virzeenos veenados atstātumos. Tapēc šādam ķermenim dažados virzeenos ir dažadas īpašibas, peem., izturiba, siltuma, elektribas vaditspēja, gaismas izplatīšanas ātrums u. t. t; ķermenis, kaut gan ķimiski homogens, tomēr ir a n i z o t r o p s. Tādi ir leelakais vairums dabā sastopamo k r i s t a l u.

Kristals izceļas tur, kur molekulas, ķermeni radidamas, ir pilnigi brīvas, un sekodamas saveem molekulareem spēkeem, noveetojas regularos, periodiski atkārtojošos atstātumos. Kāda ir radusees konfiguracija un kādi šee atstātumi, tas atkarajas no ņemto molekulu īpašibam. Tā, peem., ir veelas, kuŗu molekulas noveetojas noteikta leeluma kubu stūŗos; tad viss ķermenis ir salikts no šādeem elementareem kubeem, tapēc viņa dabiskā forma ir k u b i s k a. Citas veelas molekulas rada p a r a l e l e p i p e d u, r o m b o e d r u, vaj citu kādu ģeometrisku formu; no viņām saliktā ķermena (kristala) ārejā forma tad ir tāda pati. Tā kādas veelas k r i s t a l i s k a f o r m a dibinas uz viņas molekulu neatņemamām īpašibam un kā tāda veelai ir raksturiga pazīme.

Lai molekulas varetu veegli sekot viņas saistošeem spēkeem, jagādā, lai viņas būtu pilnigi brīvas un veegli varetu pārveetotees. Tas panākams, domato veelu izkausejot (atšķaidot) ūdenī vaj citā kādā neitralā šķidrumā. Bet lai k r i s t a l i z a c i j a būtu netrauceta un k r i s t a l a a u g š a n a veenmēriga, ir vajadzigs, lai šķidruma k o n c e n t r a c i j a ap kristalu visu laiku paliktu veenada. Dabā dažreiz sastopamās nepilnigās kristaliskās formas ir cēlušās no neveenmēriga materiala peeplūduma pa augšanas laiku.

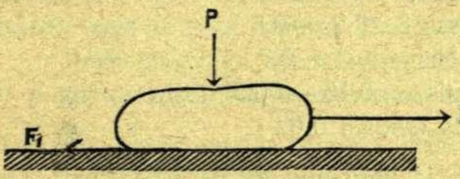
Kristalu ir leels daudzums, bet patstāvigu kristalisku formu nav daudz. Ir pazīmes, peem., k r i s t a l a a s u savstarpejās atteecibas un kristalu s i m e t r i j a, pēc kuŗām viņus var sadalit k l a s ē s, kas savukārt apveenojas nedaudzās s i s t e m ā s. Pazīstamo klasu ir 31; viņas apveenojas 6 sistemās: kubiskā, tetragonalā, rombiskā, heksagonalā, monokliniskā un trikliniskā. Šee nosaukumi norāda uz to ģeometrisko formu, kas guļ katras sistemas pamatā. Zīm. 94 attēlots akmeņa sāls (NaCl) kubiskā kristala modelis.



Zīm. 94.
NaCl kristals.

Veelas, kam nav noteiktas kristaliskas formas, sauc amorfas. Tādas ir, peem., vasks, parafins. Bet tas atteecinams tikai uz viņu ārejo formu. Otrā sējumā mēs eepazīsimees ar metodem, kuŗas rāda ka ari daudzas par amorfām turetas veelas (vasks) ir kristaliskas, saliktas no mazeem, mikroskopiskeem kristaleem. Tādi ir ari metali. Ari daudzos šķidrumos ir rodami molekulu kopojumi, kam ir kristalu īpašibas. Ir domajams, ka visas vismaz ceetās veelas ir savā būtibā kristaliskas.

§ 75. Berze. Molekulareem spēkeem ir loma ari pee ceetu ķermeņu berzešanās jeb berzes. Peeņemsim, zīm. 95 attēlotais augšejais ķermenis teek speests pret apakšejo ar normali pret viņu kopejo saskaršanās virsmu vērstu spēku P. Peeleekot viņam horicontalu spēku F, mēs novērojam, ka viņš eegūst paātrinajumu, t. i. sāk pa otrā virsmu slidet tikai tad, kad F ir pārsneedzis zinamu minimalu leelumu F_1. Ķermenis izturas tā, itkā saskaršanās plāksmā viņam būtu peelikts vēl kāds otrs, spēkam F preti vērsts spēks F_1. Šo parādibu mēs saucam slides berzi un spēku F_1 berzes spēku.



Zīm. 95. Berze.

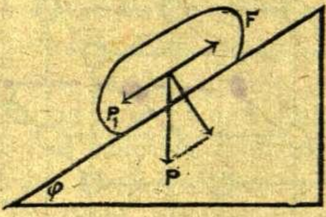
Berzes cēloņi vispirmā kārtā ir mechaniskas dabas kā ta pretestiba, kuŗa rodas abu slidošo virsmu nelīdzenumeem veenam pret otru atduŗotees; no otras puses, kā jau minets, te darbojas ari molekularee spēki (adhezija). Tapēc viņas leelums ir atkarigs no abu virsmu gluduma, ķermeņu materiala (veelas) un speedeena P.

Šo atkaribu var dot tikai eksperiments un ari tikai paviršī, jo daži no viņu noteicošeem faktoreem, sevišķi virsmas gludums, ir grūti kontrolejams. Novērojumi rāda, ka 1) F_1 ir normalam speedeenam P teeši proporcionals un 2) neatkarigs no saskarošos virsmu leeluma. Apzīmejot proporcionalitates faktoru ar μ, rakstam

$$F_1 = \mu P.$$

Te F_1 ir tas minimalais spēks F, kas japeeleek virsejam ķermenim, lai raditu viņa slidešanu; μ sauc slides berzes koeficientu.

Ja P nav normali pret slides virsmu vērsts, viņu var sadalit komponentēs, no kurām veena ir normala. Tāds gadijums mums ir, ja kāds savam svaram p padots ķermenis guļ uz slīpas plāksnes, kuŗas nogāzes leņķis ir φ (zīm. 96). Tad p sadalam divās normalās komponentēs, no kuŗām pirmā $p\cos\varphi$ ir tagad normalais speedeens un otrā $p_1 = p\sin\varphi$ ķermeni uz leju dzenošais spēks. Acimredzot, ķermenis sāks lejup slidet tikai tad, kad šis pēdejais taps veenads ar viņam preti vērsto berzes spēku F. Tapēc tagad $p\sin\varphi = \mu p\cos\varphi$, no kureenes



Zīm. 9 . Berzes leņķis.

$$\mu = tg\varphi.$$

Pee viseem citeem nogāzes leņķeem $\alpha < \varphi$ slidešanas nebūs. Šo kritisko leņķi φ sauc berzes leņķi. Viņu novērojot var aprēķināt μ — berzes koeficientu. Sek. skaitļi dod jēdzeenu par slides berzes leelumu pee dažu materialu saskaršanās:

Koks - koks	μ = 0,2 — 0,5
koks - metals	0,2 — 0,6
Dzelzs - akmens	0,3 — 0,7
Metals - metals	0,15 — 0,25
Dzelzs - ledus (slidas)	0,02

Par berzes leņķi var runat ari tad, ja ķermenis guļ uz horicontalas plāksnes. Tad viņš ir definets kā tas robežleņķis starp stumjošo spēku un plāksnes normali, pee kuŗa ķermenis sāk slidet. — Berze top mazaka, ja abas virsmas ir pārklātas ar kādu šķidrumu (eļļa). Ari pa pašu slidešanas laiku viņa ir drusku mazaka un, kā rāda novērojumi, neatkariga no slidešanas ātruma, ja pēdejais nav pārak leels un pārak mazs.

Daudz mazaka par slides berzi ir rites berze. Ja kāda ritoša cilindra, ripas, riteņa u. t. t. radiusu apzīmejam ar r, tad te

$$F_1 = \alpha \frac{P}{r},$$

kur α ir rites berzes koeficients. Preekš dzelzs-dzelzs viņš ir tikai 0,006 (cm).

Šķidri ķermeņi.

§ 76. Vispārigs raksturojums. Šķidrumu pamatpazīme ir ta, ka viņi savas formas maiņai visai maz pretojas: viņu daļas pārveetot var ar visai neecigeem ārejeem spēkeem. Tapēc zemes virsū esošeem, t. i. smagumam padoteem šķidrumeem nav noteiktas īpatnejas formas (skat. tomēr § 82.). Traukā eeleeti, viņi izplūst tik tāļi, cik to atļauj viņa seenas. Šo šķidrumu īpašibu var raksturot, sakot, ka viņeem trūkst formas elastibas, t. i. ka viņos $N = 0$.

Rodas ši īpašiba no ta, ka šķidrumos molekularee atstātumi, samērā ar ceetu ķermeņu molekularatstātumeem, ir leeli, tā tad molekularee peevilkšanās, t. i. molekulas kopā saturošee spēki ir mazi.

Veeglās savu daļu pārveetojamibas pēc āreju spēku, peem., speedeena eespaidots, šķidrums var atrastees meerā tikai tad, ja speedeens ir vispusigs, veenmērigi pa visu virsmu sadalits un vērsts normali pret viņu. Šādu speedeenu sauc par hidrostatisku. Ja speedeens ir vērsts slīpi (tangencials speedeens), šķidruma daļas pārveetojas; tas turpinas tik ilgi, kamēr speedeens netop vērsts normali. Tapēc vaļejā traukā esoša smaga šķidruma līmenis ir horicontals.

§ 77. Saspeežamiba. Piezometrs. Normali pret šķidruma virsmu vērsts vispusigs speedeens cenšas šķidrumu saspeest, t. i. pamazināt viņa tilpumu. Ja formas elastibas šķidrumeem nav, tad totees leela ir viņu tilpuma elastiba: šķidrumi ir visai maz saspeežami.

Peeņemsim, ka veenai virsmas veenibai (cm^2) peeliktais speedeens ir p un nosauksim ar v_0 šķidruma sākuma, ar v viņa saspeesto tilpumu. Tad $\frac{v_0 - v}{v_0}$ ir veenas tilpuma veenibas, t. i. veena cm^3 saspeedums. Novērojumi rāda, ka viņš ir speedeenam proporcionals (Hooke likums) t. i.

$$\frac{v_0 - v}{v_0} = \beta p.$$

β še proporcionalitates faktors, kas raksturo ņemtā šķidruma saspeežamibu; viņu sauc saspeežamibas koeficentu.

Šķidrumam peelikto speedeenu mēro ar veenai viņa virsmas veenibai (cm^2) peelikto. CGS-sistemā viņa veeniba ir $\frac{dine}{cm^2}$. Techniskos aprēķinos leeto vaj nu $\frac{kg}{cm^2}$, vaj jaunu veenibu $1{,}033\ \frac{kg}{cm^2}$, ko sauc atmosferu (atm):

$$1\ atm = 1{,}033\ \frac{kg}{cm^2} = 1{,}01 . 10^6\ \frac{dines}{cm^2}.$$

Nākošā tabelē ir eerakstiti dažu šķidrumu un, salīdzināšanas labā, dažu ceetu veelu saspeežamibas koeficienti kā veena viņu kub. *cm* saspeedums pee 1 *atm*:

Veela	β
Eteris	$131{,}4 . 10^{-6}$
Alkohols	81,4
Ūdens	49,0
Dzīvsudrabs . .	3,4
Svins	2,8
Stikls	ap 2,0
Sudrabs	1,4
Tērauds	0,68

No viņas redzams, ka šķidrumu saspeežamiba ir visai maza un atrodas tanīs pašās robežās, ka ceeteem ķermeņeem.

β nav konstants leelums, bet atkarajas no dažadeem faktoreem. Leelā mērā viņš mainas līdz ar temperaturu, kā to rāda sekošā tabele:

Eteris:	t	0^0	13^0	25^0	63^0
	$\beta . 10^6$	164	168	190	296

Tā tad šķidrums ir jo saspeežamaks, jo augstaka viņa temperatura. Tas ari sagaidams, jo pee augstakas temperaturas viņa molekulas ir veena no otras tāļaki, tā tad viņas veeglaki tuvināt.

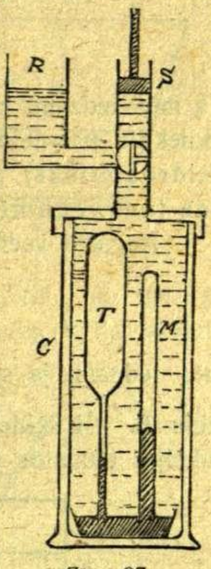
β ir atkarigs ari no paša speedeena. To apstiprina nākošā, pēc Amagat pētijumeem sastādītā tabele (pee 0^0):

Speedeens	Ūdens	Alkohols	Eteris
1—500 *atm*	0,0000475	0,0000769	0,0001072
500—1000 „	416	566	708
1000—1500 „	358	485	537
1500—2000 „	324	358	452
2000—2500 „	292	331	371
2500—3000 „	261	284	317

Viņa rāda, ka speedeenam augot saspeežamiba krītas. Ari šis rezultats sagaidams: jo tuvaki molekulas veena otrai, jo grūtaki viņas vēl vairak tuvināt.

Šķidrumu saspeežamibas mērošanai vajadzigs aparats, kas ļautu izslēgt kļūdu, kura ceļas speestā šķidruma traukam deformejotees.

Tāds ir Oersted'a konstruetais piezometrs. Viņa princips schematiski attēlots zīm. 97. Stipra cilindra C vākā eerīkots ar ūdens rezervuaru R saveenots speedpumpis S. Cilindra dibenā atrodas ar dzīvsudrabu pildits trauks. Pētamo šķidrumu eepilda stikla traukā T, kam peemetinata kalibreta kapilara caurule, un nostiprina viņu tā, lai caurules gals būtu eegremdets dzīvsudrabā. Speežot cilindrā C ūdeni, mēs speežam uz dzīvsudraba virsmu; pēdejais kāpj pa kapilaru uz augšu un saspeež traukā T esošo šķidrumu. Dzīvsudraba pacelsanās augstums dod šķidruma saspeeduma mēru. Speedeena mērišanai cilindrā eerīkots manometrs M — ar gaisu pildita un ar vaļejo galu dzīvsudrabā eemērkta stikla caurule.

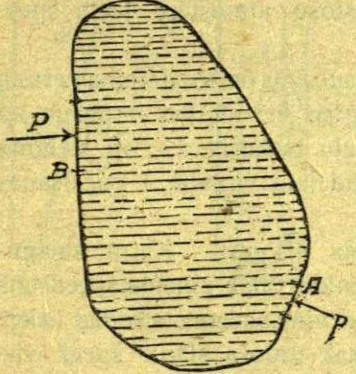


Zīm. 97.
Piezometrs.

Tomēr ari te jaņem vērā trauka T tilpuma maiņa. Veegli saprast, ka viņa seenas top plānakas, kapēc viņa tilpums peeaug. Bet zinot stikla saspeežamibu, var šo peeaugumu aprēķināt un kļūdu izslēgt.

§ 78. Pascal'a likums. Hidrauliskā prese. Kā pag. § peevestā tabele rāda, šķidrumi visai maz saspeežami. Tapēc mēs daudzos savos spreedumos par viņu īpašibam varam bez leelas kļūdas peeņemt, ka viņi ir pavisam nesaspeežami (ideals šķidrums).

Eedomasimees kādu pilnigi noslēgtu patvaļigas formas trauku, pilditu ar šādu nesaspeežamu šķidrumu. Trauka seenās lai būtu eerīkoti kustigi virzuļi A un B (zīm. 98.) ar laukumeem s un S. Ja uz A speedīs ar kādu spēku, peem., p kg, tad šķidrums no viņa apakšas sāks plūst uz pārejām trauka daļām. Tā kā viņš ir nesaspeežams, tad visur tur, kur viņš peeplūdīs, rasees zinams speedeena peeaugums. Pēc kāda laika (pateesibā ļoti īsa), kad izspeestais šķidrums būs veenmērigi izlīdzinajees pa visu trauka tilpumu, ari šis speedeena peeaugums būs izlīdzinajees, radidams katrā tilpuma punktā noteiktu speedeena vērtibu. Ari pret trauka seenām viņš būs vērsts, tā tad ari pret virzuli B. Tapēc B tiks dzīts ārup. Lai viņu noturetu agrakā stāvoklī, būs vajadzigs pret viņu vērst zinamu normalu pretspeedeenu



Zīm. 98.

P. Ja nu tagad šķidrums traukā atrodas meerā, tad tas nozīmē, ka speedeens, kas darbojas uz katras viņa virsmas veenibas, ir visur veenads, t. i. starp citu arī

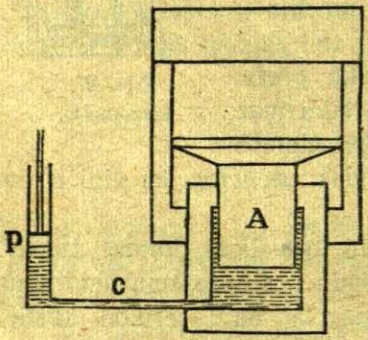
$$\frac{p}{s}=\frac{P}{S}.$$

Tā mēs redzam, ka pateicotees šķidruma nesaspeežamibai un veeglai molekulu pārveetojamibai katrs pret viņa virsmu normali vērsts (hidrostatisks) speedeens izplatas pa visu viņa tilpumu un pee tam veenmērigi. Šī atziņa ir pazīstama kā Pascal'a likums.

Augšejo veenadibu tā rakstot:

$$P=\frac{S}{s}\,p,$$

mēs redzam, ja samērs $\frac{S}{s}$ ir peeteekoši leels, ar mazu p var dabūt leelu P. Šī šķidrumu īpašiba ir likta hidrauliskās preses konstrukcijas pamatos (zīm. 99.). Neleels ūdens pumpis p ar teevu un izturigu cauruli c saveenots ar rezervuaru, kurā eerīkots virzulis A. Rezervuarā ūdeni pumpedami mēs varam A celt uz augšu un šo viņa celšanos izleetot dažadu preekšmetu saspeešanai. Dabūtais speedeens P ir jo leelaks, jo leelaks ir A šķērsgreezuma laukums samērā ar pumpja p virzuļa šķērsgreezumu. Ar tādu presi var sasneegt vairak tūkstošu atmosferu leelu speedeenu.

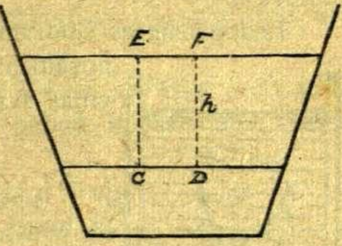


Zīm. 99.
Hidrauliskā prese.

Hidrauliskās preses darbiba nerunā preti enerģijas neiznīcibas likumam, kā tas veegli redzams, ja ņem vērā abu virzuļu padaritā darba leelumu (spēks $\times$ ceļš): eegūstot leelu P, mēs zaudejam virzuļa A pacelšanās augstumā.

§ 79. Smagi šķidrumi. Archimeda likums. Katrā smagumam padota (reala) šķidruma eekšeenes punktā valda zinams speedeens arī tad, ja šķidrumu no āreenes nespeež, ja viņš, peem., atrodas valejā traukā. Tas ceļas no ta, ka uz katra zemak guloša slāņa speež virsejo slāņu svars, kas pēc Pascal'a likuma izplatas pa visu šķidruma tilpumu.

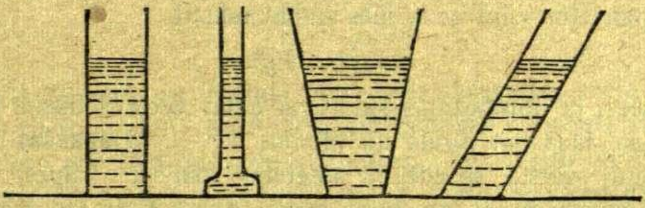
Eedomasimees trauku ar šķidrumu (zīm. 100.) un ņemsim vērā kādu viņa eekšeenē līmenim paralelu plāksmu. Uz kāda viņas laukuma, peem., $CD=\sigma$, speež staba $CDEF$ svars. Ja ša staba augstums ir h, viņa tilpums ir σh, un ja ņemtā šķidruma blīvums ir δ, tad viņa masa ir $\sigma h\delta$, un svars $P = \sigma gh\delta$. Tā tad uz katras ņemtās plāksmas laukuma veenibas darbojas hidrostatisks speedeens



Zīm. 100.

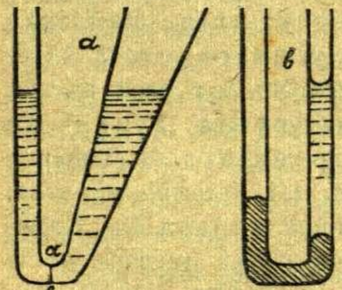
$$p = \frac{P}{\sigma} = gh\delta.$$

Kā redzam, ņemtam šķidrumam viņš atkarajas tikai no h — domatās veetas zem līmeņa. Ar to izskaidrojama pazīstamā hidrostatiskā paradokse, ka kāda šķidruma speedeens uz viņa trauka dibena veenibas ir atkarigs tikai no līmeņa augstuma, bet ne no trauka formas un platuma (zīm. 101.), tā tad ari ne no traukā esošā šķidruma daudzuma.



Zīm. 101. Hidrostatiskā paradokse.

Ja divi trauki ir savā starpā saveenoti („saveenoti trauki") (zīm. 102,*a*.), tad šķidrums viņos būs meerā tikai tad, ja uz katras viņus saveenojošās caurules (kanaļa) šķērsgreezuma *ab* veenibas no abām pusem vērstee hidrostatiskee speedeeni būs veenadi. Tapēc, ja abos traukos ir veens un tas pats šķidrums, viņu līmeņi būs veenadā augstumā, neatkarigi no trauku formas un platuma. Ja šķidrumi ir dažadi, — veens ar blīvumu δ_1, otrs ar δ_2, (zīm. 102,*b*.), tad viņu līmeņu augstumi h_1 un h_2 būs tādi, kuŗi dod veenadu hidrostatisku speedeenu uz *ab*, t. i. kuŗi dod veenadibu



Zīm. 102. Saveenoti trauki.

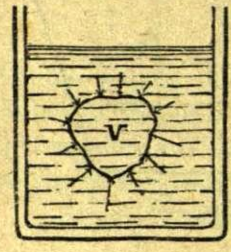
$$gh_1\delta_1 = gh_2\delta_2.$$

No viņas nāk;

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\delta_2}{\delta_1},$$

t. i. līmeņu augstumu samērs ir pretejs abu šķidrumu blīvumu samēram.

Eedomasimees šķidruma eekšeenē kādu norobežotu viņa daļu un nosauksim šīs daļas tilpumu ar V (zīm. 103.); tad viņas svars ir



Zīm. 103.

$$p = Vg\delta,$$

ja δ ir šķidruma blīvums, un vērsts uz leju. Bet ja tomēr viņa nekrīt, tad tas nozīmē, ka uz viņu darbojas no apakšas augšup vērsts pretspēks, kas viņas svaru kompensē. Viņu veegli atrast. Kā no augšas, tā apakšas darbojas normali pret V vērsti hidrostatiskee speedeeni. Bet tā kā augšejā viņa mala ir līmenim tuvaki, kā apakšejā, tad no apakšas uz augšu vērstais speedeens ir leelaks; šo speedeenu diference tad ir mekletais pretspēks. Apzīmejot viņu ar π, mēs varam rakstit

$$\pi = p = Vg\delta.$$

π nemainisees, ja norobežotās šķidruma daļas veetā eeliksim kādu citu ķermeni, kam tāda pat forma un tilpums V, — no apakšas uz augšu (pret ķermeni) verstā speedeenu diference paliks. Tapēc, ja ņemtā ķermeņa blīvums ir D un viņa svars $P = gVD$, tad šķidrumā uz viņu darbosees spēks

$$p_1 = P - \pi = P - p = gV(D - \delta).$$

Šī veenadiba izsaka tā saucamo Archimeda likumu: Uz katra kādā šķidrumā eegremdeta ķermeņa šķidrums izdara no apakšas uz augšu vērstu speedeenu, kuŗa skaitliskā vērtiba ir veenada ar ķermeņa tilpuma eeņemtā šķidruma svaru. Īsaki, kaut gan nepilnigaki, to var sacit ari tā: katrs kādā šķidrumā eegremdets ķermenis „zaudē" no sava svara tik, cik sveŗ no viņa izspeestais šķidrums.

Ja augšejā veenadibā $D > \delta$, tad $p_1 > 0$, t. i. ķermenis grimst; ja $D < \delta$, $p_1 < 0$ un ķermenis nāk no šķidruma ārā (uzpeld). Uzpeldešana turpinas, kamēr ķermeņa īstais svars neteek veenads ar ta šķidruma tilpuma svaru, kuŗu eeņem viņa eegremdetā daļa (kuģis). Beidzot, ja $D = \delta$, ķermenis atrodas meerā kuŗā katrā šķidruma eekšeenes punktā (indiferents stāvoklis, sk. § 82.).

§ 80. Blīvuma noteikšana. Blīvums ir veelas īpašiba (§ 66.), ko no veenas puses noteic molekulu tuvums, no otras — viņu masa. Viņa mērs ir

$$\delta = \frac{m}{V}$$

un dimensija

$$[\delta]=\frac{gr}{cm^3}=gr.cm^{-3}.$$

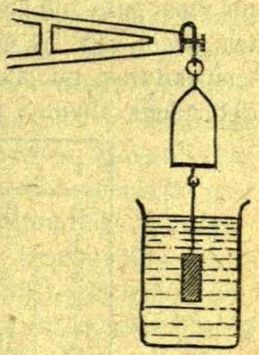
CGS-sistemā $\delta=1$ tādai veelai, kuŗas 1 kub. *cm* sveŗ 1 *gr*, t. i. ūdenim pee $4^0 C$. Ţapēc pēdejo var ņemt palīgā kādas citas veelas blīvumu meklejot.

Peeņemsim, ceets ķermenis ar tilpumu V gaisā sveŗ p_0 *gr*. Ūdenī eegremdets, viņš „zaudē" daļu no sava svara un sveŗ, teiksim, tikai p *gr*. Tad p_0-p ir svara zaudejums. Pēc Archimeda likuma tik daudz *gr* sveŗ ūdens ķermeņa tilpumā, t. i. V cm^3. Tā tad gramos izteiktais ķermeņa svara zaudejums ūdenī p_0-p ir veenads ar viņa kub. centimetros izteikto tilpuma skaitlisko vērtibu V; tapēc mekletais ķermeņa blīvums δ ir

$$\delta=\frac{p_0}{V}=\frac{p_0}{p_0-p}.$$

Uz šīs veenadibas pamata var kāda ķermeņa veelas blīvumu definet arī kā to skaitli, kuŗš rāda, cik ņemtais ķermenis ir smagaks, resp. veeglaks par tādu pat ūdens tilpumu. Šo skaitli sauc ķermeņa (veelas) specifisko jeb īpatnejo svaru. Bet specifiskais svars ir veenads ar blīvuma skaitlisko vērtibu tikai tad, ja pamatos ņemta *CGS*-sistema. No veenas mēru sistemas uz otru pārejot, ķermeņa specifiskais svars s nemainas, bet gan viņa blīvuma skaitlis δ.

Praksē blīvumu noteicot pēc augšejās, tā saucamās hidrostatiskās metodes rīkojas šādi. Pētamo ķermeni teevā drātī peekaŗ pee veena svaru kausa un nosvēŗ; tā eegūst p_0. Tad zem viņa paleek trauku ar ūdeni tā, lai viņš pilnigi tajā eegrimtu (zīm. 104.). Lai tagad eegutu līdzsvaru, no otra kausa daži atsvari janoņem. Tā dabujam p. Trauku ar ūdeni zem ķermeņa var palikt uzleekot viņu uz kausam pārlikta soliņa, jeb leetojot svarus ar īsu kausu, kā zīm. 104.

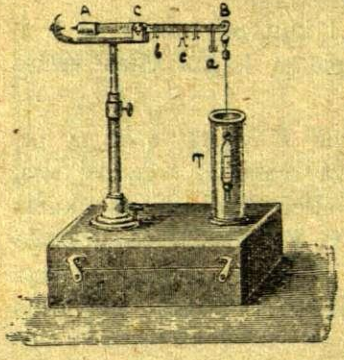


Zīm. 104.
Hidrostatiskā metode.

Šādu pašu paņēmeenu var leetot šķidruma blīvumu meklejot. Ja kāds ceets ķermenis, peem., stikla gabals, gaisā sveŗ p_0, pētamā šķidrumā p un ūdenī p_1 *gr*., tad p_0-p ir ķermena tilpumā ņemtā šķidruma un p_0-p_1 ņemtā ūdens svars. Tapēc mekletais šķidruma specifiskais svars ir

$$s=\frac{p_0-p}{p_0-p_1}.$$

Parocigi šķidrumu blīvuma noteikšanai ir tā saucamee Westphal'a svari (zīm. 105.). Svira AB atbalstas uz prizmas C; viņas labais spārns CB sadalits 10 veenadās daļās. Galā viņai peekārts īss termometrs T, kas viņu notur līdzsvarā un tanī pat laikā dod pētamā šķidruma, resp., ūdens temperaturu. Ūdenī eegremdets termometrs paleek itkā veeglaks, tapēc līdzsvara eegūšanai labajam sviras spārnam ir daži atsvari jauzleek. Kā tādus ņem resnakas un teevakas drāts jātneekus, kā zīm. a, b, c, kuŗu svari stāv veens pret otru kā 1:0,1:0,01. a svars teek ņemts tāds, ka sviras galā, t. i. 10. eedaļai peekārts viņš dod sviras līdzsvaru, kad termometrs ir ūdenī. Viņu peeņemsim par 1; tad b sviras galā dotu 0,1 un c 0,01. — Eegremdesim tagad termometru pētamā šķidrumā, peem., spirtā. Lai tagad gūtu līdzsvaru, a ir no sviras gala (10. eedaļas) japārceļ uz tuvakas eedaļas robu, peem., 7. Tad acimredzot termometra eeņemtā spirta svars stāv pret tādu pat ūdens tilpuma svaru kā 0,7 pret 1, tā tad 0,7 ir mekletais blīvums. Ja a ne uz veenas eedaļas līdzsvaru nedod, jaņem palīgā b un c, kas dod simtās un tūkstotās daļas. Ja, peem., līdzsvars būtu, kad a stāvetu uz 7. roba, b uz 8. un c uz 3.. tad mekletais blīvums būtu $\delta = 0{,}783$. — Pee šķidrumeem, kas smagaki par ūdeni, jaņem vēl otrais a.



Zīm. 105.
Westphal'a svari.

Ar aprakstitām metodem dabutās blīvumu vērtibas būs īstas tikai tad, ja leetotā ūdens temperatura ir $4^0 C$, jo tikai tad viņa 1 cm^3 sveŗ 1 gr un viņa paša blīvums $\delta_0 = 1$. Līdz ar temperaturu mainas ari blīvums; tas jaņem vēra, ja eksperimentets teek pee kādas citas, peem., istabas temperaturas, un jataisa atteecigs izlabojums gala rezultatā. Sek. tabele dod ūdens blīvuma atkaribu no temperaturas.

t^0	δ_0	t^0	δ_0
0	0,999868	12	0,999525
1	927	13	404
2	968	14	271
3	992	15	126
4	1,000000	16	0,998970
5	0,999992	17	801
6	968	18	622
7	929	19	432
8	876	20	230
9	808	21	019
10	727	22	0,997797
11	632	23	565

Atzīmejams, ka δ_0 ir visleelakais pee $4^0 C$. Tam leela loma pee dzīvibas uzturešanas dabā, jo šīs īpašibas pēc dabas ūdeņi zeemā līdz dibenam neaizsalst.

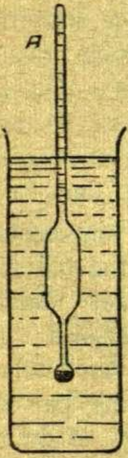
§ 81. Piknometrs. Areometrs. Vispilnigaki kādas veelas, seviški šķidrumu, blīvumu var atrast ar piknometru. Piknometrs ir maza stikla pudelite ap 25 — 50 — 100 cm^3 tilpuma ar teevu kaklu, uz kuŗa uzgreezta strīpa, zīm. 106. Peeņemsim, labi izsausinata tukša piknometra svars ir p_0. Peepildot viņu ar destiletu ūdeni pee $4^0 C$ (ja pee citas temperaturas, jaņem vērā atteecigs korigejums) līdz eegreeztai strīpai (pārejo nosūcot ar sūcekļa papiru) un nosvēŗot, mēs dabujam p. To pašu izdarot ar pētamo šķidrumu, mēs dabujam svaru p_1. Tad $p - p_0$ ir piknometra tilpumā ņemtā ūdeņa un $p_1 - p_0$ — ņemtā šķidruma svars. Tapēc

Zīm. 106. Piknometrs.

$$\delta = \frac{p_1 - p_0}{p - p_0}.$$

Ari ceetu ķermeņu (sasmalcinatā veidā) blīvuma noteikšanai var piknometru leetot.

Ja neprasa visai leelu precizitati, tad jo parocigaki ir leetot areometru. Kā jau § 79 minets, katrs kādā šķidrumā eelaists ķermenis uzpeld, ja viņa svars ir mazaks par izspeestā šķidruma svaru, resp. viņa blīvums mazaks par šķidruma blīvumu; uzpeldešana turpinas, kamēr viņa svars nav veenads ar izspeestā šķidruma svaru. Tapēc veens un tas pats ķermenis dažados šķidrumos peld dziļaki vaj seklaki, un jo dziļaki, jo mazaks ir šķidruma blīvums. Šī īpašiba tad likta areometra konstrukcijas pamatos. Stikla rezervuaram (zīm. 107.) apakšejā galā peekausets mazaks, kurā atrodas dzīvsudrabs. Augšejais viņa gals beidzas ar cauruli A. Dzīvsudraba ņemts tik daudz, lai areometrs peldetu vertikali. Eelaižot viņu papreekšu tīrā ūdenī, atzīmē uz caurules A viņa līmeņa veetu ar 1,000. Pēc tam ņem kādu citu šķidrumu, kuŗa blīvums mazaks, peem., 0,9 un atkal atzīmē līmeņa augstumu ar 0,900. Dalot atstātumu starp 1,000 un 0,900 uz 100 daļām, mēs dabujam eedaļas 1,000; 0,999; 0,998 etc. Ja šādi graduets areometrs eegrimst kādā šķidrumā, peem., līdz 0,930 eedaļai, tad šķidruma blīvums ir 0,93. Šādus areometrus plaši leeto

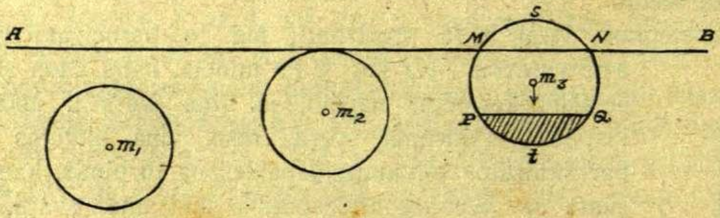


Zīm. 107. Areometrs.

visur tur, kur šķidruma specifiskais svars janoteic ātrumā. Aerometrus izgatavo ari tādeem šķidrumeem, kas smagaki par ūdeni (peem., dažadas skābes). Nākošā tabelē eerakstiti dažu ceetu un šķidru veelu blīvumi (pee 0°):

Iridijs	22,42	Vāramsāls	2,08
Platins	21,50	Vaŗa vitriols	2,21
Zelts	19,32	Ozola koks	0,95
Svins	11,37	Leepas koks	0,56
Sudrabs	10,53	Korka	0,24
Varš	8,92	Dzivsudrabs	13,55
Dzelzs	7,86	Sērskābe	1,84
Alva	7,29	Salpeterskābe	1,51
Cinks	7,15	Sālskābe	1,28
Aluminijs	2.60	Ūdens (4°*C*)	1,0000
Stikls	2,50—2,70	Olīveļļa	0,915
Granits	2,50—2,90	Alkohols	0,792
Dimants	3,52	Eteris	0,736

§ 82. **Virsmas speedeens.** Kaut gan molekularee spēki šķidrumos mazi, tomēr viņi ir; daudzas šķidrumu īpašibas izskaidrojamas ar viņeem. Peeņemsim, ka linija *AB* zīm. 108. attēlo kāda brīva šķid-



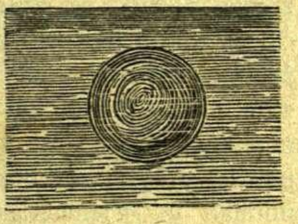
Zīm. 108. Virsmas speedeens.

ruma virsmu. Eedomasimees šķidrumā kādu molekulu m_1 un nosauksim viņas darbibas sferas radiusu (§ 65) ar ρ. Tad, leetodami minetā § uzmesto domu gājeenu, mēs spreežam, ka m_1 atrodas meerā, jo šinī sferā esošo molekulu atrakcijas savstarpeji kompensejas. Tā m_1 ir padota tikai smaguma spēkam un uz apakšejām molekulam speež tā, kā to prasa hidrostatikas likumi. Tas pats sakams par visām tām molekulam, kuŗu darbibas sferas atrodas pilnigi šķidrumā (peem., m_2).

Citadi tas ir ar molekulu m_3, kuŗas darbibas sfera pa daļai izceļas no šķidruma ārā. Kā zīmejumā redams, te savstarpigi kompensejas tikai slānī *MNPQ* esošo molekulu atrakcijas. To molekulu darbiba, kuŗas atrodas segmentā *PtQ*, iznīcinata netop, jo augšejā, viņam simetriski preti gulošā segmentā MsN nekādu šķidruma molekulu nav. Tapēc segments PtQ rauj m_3 šķidrumā. Tas pats noteek ar katru citu molekulu, kas atrodas līmenim tuvaki par molekularās darbibas sferas radiusu ρ, t. i. ar visām tām, kuŗas guļ virsmas ρ *cm* beezā slānī. Visas viņas teek vilktas šķidrumā un tapēc, blakus hidrostatiskam, izdara uz pārejo šķidrumu speedeenu. Šo uz veena virsmas cm^2 izdarito speedeenu sauc šķidruma virsmas (Laplace'a) speedeenu.

Sevišķi spilgti viņš parādas, ja šķidrums ir brīvs (bez trauka) un ja uz viņu nedarbojas nekādi spēki (peem., smagums). Tad ρ *cm* beezais slānis apņem viņu no visām pusem un speezdams, cenšas viņa tilpumu pamazināt. Bet tā kā šķidrums maz saspeežams, tad sekas ir tās, ka viņš cenšas peeņemt tādu formu, kuŗai pee dotā tilpuma ir vismazakā virsma. Ģeometriski peerādams, ka tāda īpašiba peemīt lodei (sferai). Tapēc brīvs šķidrums, atstāts tikai saveem molekulareem spēkeem, peeņem lodes veidu. To mēs ari novērojam visos tajos gadijumos, kad viņš ņemts mazos daudzumos: tad smaguma spēkam, ar šeem molekulareem spēkeem salīdzinot, maza loma. Tā, peem., sīkeem dzīvsudraba pileeneem, mazeem rasas pileeneem uz sausas drēbes, vaj sausām lapam, ir lodišu forma.

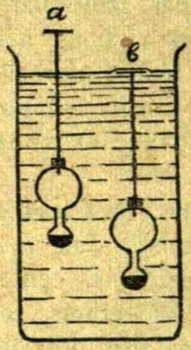
Bet to var novērot ari pee leelakeem šķidruma daudzumeem, noveetojot viņu tādā apvidū, peem., citā šķidrumā, ar kuŗu viņš nesajaucas, un kuŗa blīvums ir veenads ar viņa blīvumu. Tā no spirta un ūdens var pagatavot maisijumu, kuŗa specifiskais svars ir veenads ar olivu (vaj kādas citas) eļļas specifisko svaru. Eelaižot kādu leelaku eļļas daudzumu šādā maisijumā, mēs redzam, ka viņš peeņem lodes veidu (zīm. 109); te viņš ir padots tikai saveem molekulareem spēkeem, jo viņa svars teek no apakšas uz augšu vērstā hidrostatiskā speedeena kompensets. Šī demonstracija pazīstama Plateau eksperimenta vārdā. § 94 mēs vēl reiz gūsim peerādijumu, ka ari šķidrumeem peemīt zinama formas elastiba.



Zīm. 109.
Plateau sfera.

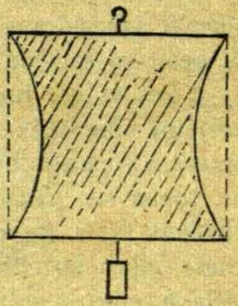
§ 83. Virsmas spraigums. Ja brīva šķidruma virsma cenšas samazinatees, tad šķidrums tam pretojas un savukārt cenšas viņu izsteept. Tapēc virsma atrodas itkā eesteeptā stāvoklī, ko var salīdzināt ar kādas elastigas, peem., gumijas plēves (membranas) eesteepumu. Šo šķidruma virsmas savadibu (īpašibu) sauc virsmas spraigumu.

Par viņa esamibu mums stāsta daudzi novērojumi. Ja kādam ūdenī peldošam areometram (zīm. 110,*a*) peestiprina augšgalā horicontalu drāts riņķi un eespeež viņu ūdenī tik dziļi, ka riņķis nonāk zem līmeņa, tad vaļā palaists viņš vairs neuzpeld, bet paleek stāvoklī *b* (sk. zīm.): riņķis, celdamees augšup, itkā atduras pret līmeni un notur areometru. Areometrs tūliņ uzpeld, ja ūdenim uzpilina dažus pileenus etera. Kā mēs redzesim vēlak, eteris leelā mērā iznīcina ūdens virsmas spraigumu.

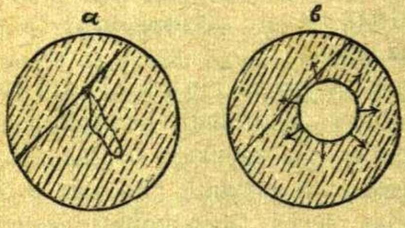


Zīm. 110.
Virsmas spraigums.

Virsmas īpašibas sevišķi labi novērojamas pee tādeem šķidrumeem, kurus var dabūt visai plānās kārtās. Pee tadeem peeder, starp citu, zeepju ūdens (ar neleelu glicerina peejaukumu). Ja zeepju ūdenī eemērc ar diveem teeveem deegeem saveenotus drāts gabalus, kā zīm. 111, tad starp abām drātim un deegeem rodas visai plāna zeepju plēvite. Pēdejā, censdamās samazinat savu virsmu, saraujas un leec deegus eekšup, kapēc apakšejā drāts ceļas augšup. Šis novērojums māca, ka zeepjūdens plēvites plāksmā darbojas zinami spēki, kas cenšas viņas laukumu pamazināt. Šos spēkus sauc virsmas spraiguma spēkus.


Zīm. 111.

Jēdzeenu par šo spēku virzeenu dod mums sekošais novērojums. Drāts riņķim šķērsam pārseets teevs deegs, kura vidū eeseeta cilpa. Eemērcot riņķi zeepju ūdenī, mēs viņa plāksmā dabujam zeepju plēviti, uz kuras brīvi guļ deega cilpa. Cilpas forma ir gluži nejauša (zīm. 112,*a*). Bet ja mēs viņas eekšeenē plēviti iznīcinam, eesūcot viņu ar smailu sūcekļa papira stūri, cilpa peeņem noteiktu riņķa veidu (zīm. 112, *b*). Tas rāda, ka plēvites plāksmā darbojošees virsmas spēki ir vērsti pret cilpas deegu normali un veenmērigi pa viņas (cilpas) periferiju sadaliti, kā tas rādits zīmejumā. Tapēc ir peeņemts šos spēkus aprēķināt atteecigi pret kādas linijas garuma veenibu. Tā tad CGS-sistemā viņu mērs ir $\frac{dine}{cm}$. Apzīmedami uz visas cilpas darbojošos spēku ar F un viņas periferijas garumu ar l, mēs kā virsmas spēku mēru ņemam

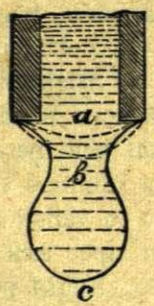


Zīm. 112. Virsmas spēki.

$$\frac{F}{l} = \alpha.$$

α ir virsmas spraiguma koeficients. Saprotams ka katram šķidrumam viņš ir savs.

Leela loma virsmas spraigumam ir pee pileenu izcelšanās. Ja pileens rodas kādа steeņa vaj caurules galā, tad no sākuma (zīm. 113, a) viņam ir sferas segmenta forma. Viņam augot, forma mainas, pileens arveenu vairak izsteepjas (b) un beidzot peeņem (c) veidu. Eespaids ir tāds, ka viņā esošais šķidrums itkā maisiņā atrastos.



Zīm. 113.
Pileena rašanās.

Kad pileens top tik leels, ka viņa svars pārspēj ši maisiņa izturibu, viņš notrūkst, un tas noteek tur, kur maisiņam augšā rodas šaurums. Acimredzot ši maisiņa izturibu noteic pileena šķidruma virsmas spēki, kas vērsti normali uz augšu pret pileena apkārtmēru šauruma veetā. Notrūkšanas brīdī šo spēku kopotne top veenada ar pileena svaru. Tapēc, apzīmejot pēdejo ar p, pileena radiusu viņa šaurumā ar r, un domatā šķidruma virsmas spraiguma koeficientu ar α, mēs varam rakstit

$$p = 2\pi r\alpha,$$

no kureenes $\alpha = \frac{p}{2\pi r}$. Ja pileens nav pārak leels, viņa radiuss maz ko atšķiŗas no ta steeņa radiusa, kuŗa galā viņš rodas. Tapēc, izmērojot pēdejo un nosveŗot nokritušo pileenu (jeb ņemot vairakus pileenus), mēs varam noteikt ņemtā šķidruma virsmas spraigumu. Tādā, starp citu, ceļā dabūtas sek. šķidrumu, $\frac{dines}{cm}$ izteiktas spraigumu koeficientu vērtibas (ja pileens rodas gaisa atmosferā, skat. § 84):

Veela:	Hg	Ūdens	Oliveļļa	Alkohols	Eteris
α	539,5	77,5	34,3	23,5	17,6

α, starp citu, atkarajas ari no šķidruma un viņa apkārtnes temperaturas. Jo augstaka pēdejā, jo mazaks ir α. Tapēc, ja karajošamees pileenam tuvina kādu sakarsetu preekšmetu (naglu), viņš notrūkst daudz agraki kā parasti.

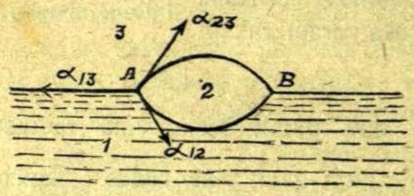
§ 84. Virsmas spraigums uz šķidrumu sadursanās robežas. Ja divi šķidrumi sanāk kopā, viņu virsmu spraigumi sadursmes plāksmā mainas. Tas redzams no sek. skaitļeem:

Šķidrumi	Ūdens — — Dzīvsudrabs	Oliveļļa — — Ūdens	Dzīvsudrabs — — Oliveļļa
α	413	20,6	335,5 $\frac{dine}{cm}$

Tapēc, ja kādam šķidrumam, peem., ūdenim uzpilina virsū kādu citu šķidrumu, kuŗa virsmas spraigums ir mazaks, peem., eteri, tad ūdeņa virsmas spraigums pamazinas. Par to jau bija runa § 83. Sevišķi labi tas novērojams, ja ūdenim uzkaisa plānu kāda veegla pulvera, peem., likopodija, kārtiņu: no tām veetām, kur uzpil eteris, likopodijs bēg uz visām pusem; tas noteek zem pārejās ūdens virsmas daļas neiznīcinato spēku eespaida.

Ari kādas veelas kausejumam ūdenī ir citads virsmas spraigums kā tīram ūdenim. Tapēc, ja pēdejam uzkaisa sīkas kampara skaidiņas (kas peld pa viņa virsu), viņas visai strauji greežas un pārveetojas. Te kampara skaidiņas, kusdamas, pamazina ap sevi virsmas spraigumu, un jo vairak ap saveem smaileem stūŗeem (leelaka sadursmes virsma), un tapēc teek rautas uz to pusi, kur virsmas spraiguma spēki leelaki.

Augšā peevestee skaitļi dod eespēju aprēķināt, kas notiks ar kāda šķidruma pileenu, ja viņu noveetosim uz otra šķidruma virsmas.



Zīm. 114. Eļļa uz ūdeņa.

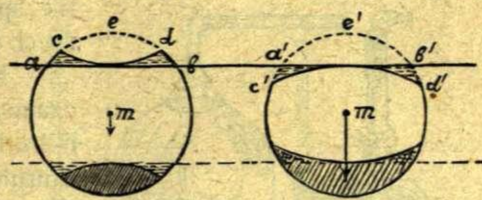
Kā peemēru ņemsim olivu eļļas pileenu uz ūdeņa. Te punktā A (zīm. 114.) sanāk kopā trīs apvidi: ūdens (1), eļļa (2) un gaiss (3), kuŗeem veenam pret otru ir zinams virsmas spraigums. Šo spraigumu spēki ir vērsti tangenciali pret sadursmes virsmām. Apzīmesim viņus ar α_{12} (ūdens - eļļa), α_{23} (eļļa - gaiss) un α_{13} (ūdens - gaiss). Zīmejumā redzams, ka ja $\alpha_{13} < \alpha_{23} + \alpha_{12}$, pileens paliks meerā. Ja turpreti $\alpha_{13} > \alpha_{12} + \alpha_{23}$, punkts A, tāpat B un visi citi teeši uz ūdens gulošee viņa punkti tiks rauti projam: pileens meerā nepaliks, bet izplūdīs pa ūdeņa virsmu. Augšā dotā tabelē redzams, ka mūsu gadijumā pateesi $\alpha_{13} = 77{,}5$ ir veenmēr leelaks par $\alpha_{12} + \alpha_{23} = 20{,}6 + 34{,}3 =$ $= 54{,}9$. Tapēc eļļas pileens izplūst. Tas pats noteek ar ūdeni uz tīra dzīvsudraba virsmas (gaisā).

Tādā ceļā uz ūdeņa cēlušās eļļas kārtas ir visai plānas. Pēc Quincke, Röntgen'a, Oberbeck'a u. c. novērojumeem viņu beezums ir starp 10^{-6} un 10^{-7} *cm*. Peezīmesim, ka molekulu caurmērs teek ar 10^{-8} *cm* mērots.

§ 85. Eeleektu un izleektu līmeņu (virsmu) speedeens. Laplace'a formula. Virsmas speedeens atkarajas ari no šķidruma līmeņa formas. Tapēc tagad aplūkosim viņu eeleekta un izleekta līmeņa gadijumos. Tādi līmeņi rodas tur, kur šķidrums saduŗas ar trauka seenu, vaj citu kādu preekšmetu.

Kā redzams zīm. 115, eeleekta līmeņa gadijumā to molekulu skaits, kuŗas molekulu m velk šķidrumā un kuŗu darbiba neteek kompensēta, ir mazaks, jo segments *ced* ir mazaks par segmentu *acb*. Tapēc, ja horicontalas virsmas speedeenu apzīmejam ar P_0, tad eeleekta līmeņa speedeens P_e ir par zinamu leelumu K par viņu mazaks:

$$P_e = P_0 - K.$$



Zīm. 115.
Eeleekts un izleekts līmenis.

Otradi ir izleekta līmeņa gadijumā: te darbojošais sferas segments $c'e'd'$ ir leelaks par segmentu $a'e'b'$, un tapēc molekulu m eekšup velkošo spēku kopotne (virsmas speedeens) P_i ir

$$P_i = P_0 + K.$$

Leeluma K vērtiba še ceeši saistita ar ņemtā šķidruma spraiguma koeficientu α un līmeņa veidu. Teorija rāda, ka

$$K = \alpha\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right),$$

un tapēc

$$P = P_0 \pm \alpha\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right),$$

kur + jaņem izleektam un — eeleektam līmenim. Ši veenadiba pazīstama Laplace'a formulas vārdā.

R_1 un R_2 te ir domatās virsmas galveno greezumu leekuma radiusi, kuŗus rēķina pozitivus, ja viņi vērsti no virsmas šķidrumā. Plāksmai $R_1 = R_2 = \infty$, tapēc $P = P_0$. Ari sferā abi radiusi veenadi, un bez ta vēl veenadi ar pašas sferas radiusu R. Atteecinot to uz kādu sferisku čaulu, peem., zeepja burbuļa seenu, dabujam

$$P_1 = P_0 + \frac{2\alpha}{R}$$

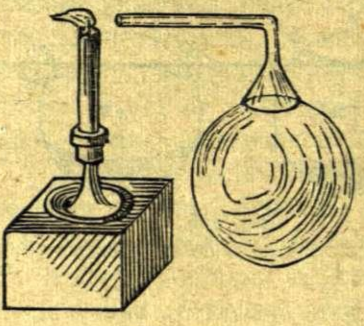
kā ārejo, uz burbuļa centru vērsto, un

$$P_2 = P_0 - \frac{2\alpha}{R}$$

kā no eekšas uz āreeni vērsto speedeenu. Tā tad zeepju burbulī esošais gaiss ir padots eekšup vērstam speedeena pārakumam

$$P = P_1 - P_2 = \frac{4\alpha}{R}.$$

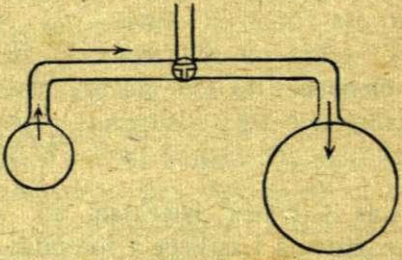
Ja burbuļa seenā ir caurums, peem., ja burbulis karajas caurules galā, un ja α ir peeteekoši leels, viņā esošais gaiss traucas ārā tik sparigi, ka spēj nodzēst degošu sveci (zīm. 116.).



Zīm. 116.
Burbuļa speedeens.

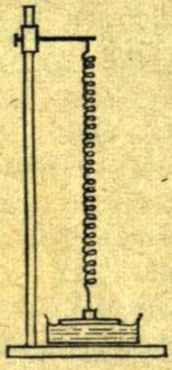
No uzrakstitās veenadibas redzams, ka P ir jo leelaks, jo mazaks ir burbuļa radiuss. Tapēc, ja saleektas caurules galos ir izpūsti neveenada leeluma burbuļi (zīm. 117.), leelakais no viņeem turpina peeaugt uz mazakā rēķina. Sevišķi labi tas novērojams, ja mazakais ir peepildits ar tabakas dūmeem: samazinadamees viņš pārdzen dūmus leelajā.

Kad zeepju burbuļu seenas top peeteekoši plānas, viņas laistas skaistās krāsās. Tas ceļas no tā saucamās gaismas interferences un rāda, ka burbuļa seenas ir ļoti plānas. Drude aprēķina viņu beezumu uz $1{,}7 \times 10^{-7}$ *cm*.



Zīm. 117.

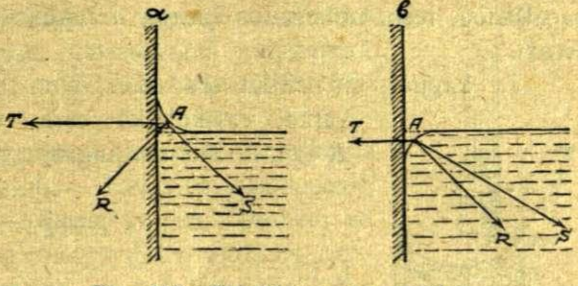
§ 86. Kapilaritate. Malas leņķis. Kad šķidrums nāk sakarā ar kādu citu, vaj kādu ceetu ķermeni, var notikt, ka viņa paša molekulas savstarpeji peevelkas vājaki nekā viņa un svešā ķermeņa molekulas. Tad šķidrums sevī eegremdeto ķermeni saslapina. Tas noteek ar tīru stiklu, metalu, koku ūdenī, spirtā, eļļā u. t. t. Divi veens otru saslapinoši šķidrumi sajaucas (spirts — ūdens). Te darbojošees molekularee spēki ir visai leeli. Ja drāts spiralē eekaram stikla, vaj metala plati un leekam viņai peeskartees ūdens virsmai (zīm. 118), spirali stipri jaizsteepj, eekams plate no ūdeņa atraujas; atraušanas brīdī viņa aiznes līdzi deezgan leelu sev peelipušu ūdens daudzumu.



Zīm. 118. Adhezija.

Eegremdejot ūdenī parafinu, taukainu stiklu, eļļotu koku, mēs saslapinašanu nenovērojam. Te peevilkšanās spēki starp ūdens molekulam ir leelaki nekā peevilkšanās starp ūdens un eegremdetā ķermeņa molekulam. Tas pats noteek, ja stiklu eemērc dzīvsudrabā; ta paša eemesla pēc ūdens un eļļa savā starpā nesajaucas.

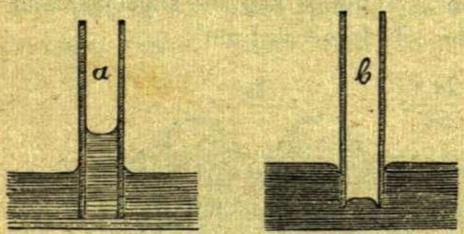
Ja šķidrums eeleets platā traukā, viņa līmenis ir horicontals, izņemot veetas, kur viņš saduras ar trauka seenu. Te šķidrums ir pacēlees, ja viņš seenu saslapina (zīm. 119,*a*), nolaidees — pretejā gadijumā (zīm. 119,*b*). Pirmā gadijumā uz līmenim un seenai tuvu gulošu molekulu A darbojas no seenas molekulu puses spēks AT, no pārejo šķidruma molekulu puses spēks AS. Tā kā te pirmais ir leelaks par otro, tad viņu kopotne AR vērsta no šķidruma seenā. Lai A un līdz ar viņu šķidruma līmenis varetu būt meerā, šai kopotnei jabūt pret līmeni normali vērstai; kā zīmejumā redzams, tas eespējams tikai tad, ja šķidrums seenas tuvumā paceļas. Otrā gadijumā abu spēku kopotne AR ir vērsta šķidrumā. Lai te līmenis varetu būt meerā, šķidrumam seenas tuvumā janolaižas, un tikmēr, kamēr AR pret viņa virsmu nebūs normals.



Zīm. 119. Trauka seenas eespaids.

Kā šādai kāpšanai, tā ari krišanai ir noteiktas robežas: meers eestājas tad, kad paceltā, resp. nospeestā šķidruma svars top veenads ar spēka AR vertikalo komponenti.

Ja trauks ir visai šaurs (teeva caurule), viņa seenu molekularā darbiba izplatas pa visu šķidruma virsmu. Tapēc te pēdejā peeņem izleektu vaj eeleektu veidu (meniskus).



Zīm. 120. Kapilaritate.

Eedomasimees sādu teevu cauruli, eemērktu viņu saslapinošā šķidrumā (zīm. 120,*a*). Ārpus viņas uz šķidrumu darbojas virsmas (Laplace'a) speedeens p_0; pēc Pascal'a likuma viņš izplatas pa visu šķidrumu veenmērigi, tā tad ari pee caurules apakšas gala darbojas no lejas augšup. Pašā caurulē esošā šķidruma virsma ir eeleekta, tapēc uz viņas Laplace'a speedeens ir

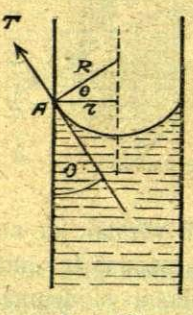
$$p = p_0 - \alpha\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right),$$

t. i. mazaks par p_0. Acimredzot šķidrums viņā meerā nepaliks, bet kāps uz augšu, un tas turpinasees tik ilgi, kamēr paceltā staba svars nebūs veenads ar speedeenu diferenci $p_0 - p$, t. i. kamēr nebūs

$$p_0 - p = gh\delta,$$

kur h ir paceltā staba augstums un δ domatā šķidruma blīvums. Nesaslapinašanas gadijumā (stikls — dzīvsudrabs, zīm. 120,b), ši pati veenadiba noteic šķidruma nolaišanās augstumu. Šādu šķidruma pacelšanos, resp. nolaišanos šauros traukos (caurulēs) sauc kapilaritati.

Ja kapilars ir cilindrisks, mēs viņā esošā šķidruma virsmu varam uzlūkot kā sferas virsmas daļu ar radiusu R (zīm. 121.) un augšejo veenadibu rakstit kā



Zīm. 121.
Malas leņķis.

$$p = p_0 - \frac{2\alpha}{R},$$

t. i.

$$p_0 - p = \frac{2\alpha}{R}.$$

Apzīmejot kapilara radiusu ar r, mēs no zīmejuma redzam, ka $r = R\cos\theta$; tapēc

$$h = \frac{2\alpha\cos\theta}{gr\delta}.$$

Te θ ir leņķis starp r un R; bet nav grūti redzet, ka ari limeņa tangente AT punktā A rada tādu pašu leņķi ar kapilara seenu. Tapēc viņu sauc malas leņķi.

Ūdenim uz stikla viņš ir ap 8°. $\theta = 0$, ja kapilara augšejās daļas (virs līmeņa) eekšeene ir saslapinata. Tad $\cos\theta = 1$ un

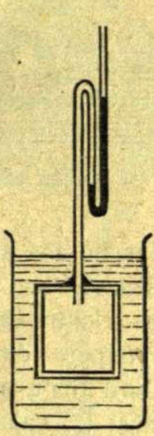
$$h = \frac{2\alpha}{gr\delta}:$$

kāda šķidruma kapilarā pacelšanās, resp. nolaišanās ir jo leelaka, jo leelaks viņa virsmas spraigums un jo šauraks ir kapilars.

Ļoti šauros kapilaros šķidrums var paceltees visai augsti. Tā ūdens stikla caurulē, kuŗas caurmērs ir veens μ, kāpj līdz 15 metru augstumā. Ari pee sulu kāpšanas augos kapilarā pacelšanās spēlē lomu.

Kapilarā nolaišanās, saukta kapilarā depresija, jaņem vērā dažados rīkos, kur speedeenus mēro ar dzīvsudraba līmeņu diferenci, peem., barometros.

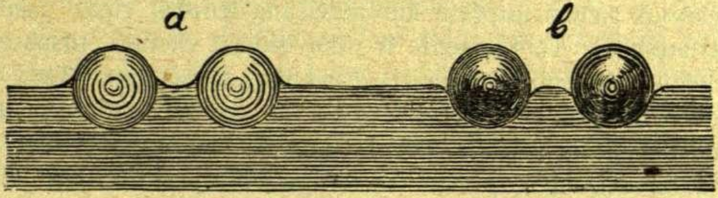
§ 87. Dažas kapilaras parādibas. Ar kapilaritati ir izskaidrojamas daudzo higroskopisko ķermeņu īpašibas. Te kapilaru loma peekrīt šajos ķermeņos esošeem sīkeem poreem un kanaleem; pa viņeem šķidrums dodas uz preekšu un eesūcas, — saprotams, ja šķidrums ķermeni saslapina. Higroskopiskā eesūkšanās dziņa pee dažeem šķidrumeem ir visai leela. Pee ūdens to var labi šādi novērot. Hermetiski noslēgts, no sausa, izkarseta ģipsa izgatavots tukšs kubs (zīm. 122) saveenots ar dzīvsudraba manometru. Ja kubu eegremdē ūdenī, pēdejais sūcas kuba eedobumā, izspeež no tureenes tur esošo gaisu un speež dzīvsudrabu manometrā paceltees. Tā var novērot līdz dažām atmosferam leelu speedeenu.



Zīm. 122. Higroskopiskais speedeens.

Preteja higroskopiskumam parādiba noteek, ja šķidrums ķermeni nesaslapina. Tad viņš, pat speests, neeet cauri ar deezgan leeleem ķermeņa poreem un caurumeem. Eemērcot no teevas drāts auduma izgatavotu siliti izkausetā parafinā un tad leeko nokratot, var drātis pārklāt ari visai plānu parafina kārtiņu, neaizvelkot tomēr auduma acis. Nolaižam šādu pilnigi cauru laivu ūdenī: viņa negrimst, un pat dažus veeglus preekšmetus var viņā eeveetot. Tanī pašā silē uzmanigi ūdeni leedami, mēs redzam, ka viņš tomēr neiztek. Tas viss ceļas no ta, ka ūdens parafineto drāti nesaslapina; te katra drāts tīkla acs darbojas kā kapilars, nospeezdama ūdens līmeni savā tuvumā (depresija). Tā viss šķidrums atbalstas uz savas virzmas plēvites un neeet acim cauri.

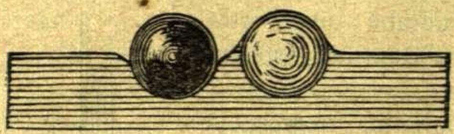
Viseem pazīstamā notaukotas adatas peldešana ari peeder pee šo parādibu skaita. Tāpat dažu ūdens-kukaiņu staigatspēja pa ūdens



Zīm. 123. Peevilkšanās.

virsu: viņu kājas, pastāvigi tauku veelas atdalidamas, rada līmeņa noleekšaņos, un tā ūdens virsma paleek nepārrauta.

Ūdenim uzbērtas sīkas skaidiņas, peem., korkas gabaliņi sakrājas kopā, vaj peestāj trauka seenām. Ari te darbojas ūdens virsmas un kapilaree spēki. Zīm. 123,*a* ir rāditas divas veenadas, no plāna stikla izpūstas ūdenim uzmestas lodites. Tā kā ūdens viņas saslapina, līmenis starp viņām ir eeleekts; censdamees sarautees, viņš lodites velk veenu otrai klāt. Tas pats noteek, ja lodites ir parafinetas, (zīm. 123,*b*): te līmenis ir izleekts, bet ari viņš cenšas taisns palikt un vāc lodites kopā. Bet ja veena no viņām ir tīra stikla, otrā parafineta (zīm. 124), noteek pretejais. Te līmenis, taisns steepdamees, dzen lodites veenu no otras. Tapēc ari ūdenī eemests parafina gabaliņš nekad stikla trauka seenai nepeestāj.



Zīm. 124. Atstumšanās.

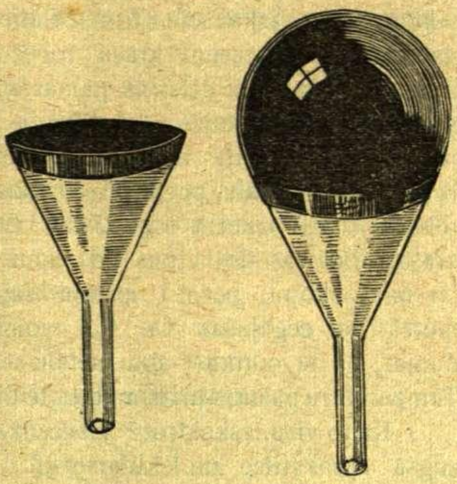
Ja mēs novērotu tikai lodišu kustibas, nekā par ūdens virsmas īpašibam nezinadami, mēs teiktu, ka starp loditem darbojas pirmā gadijumā peevilkšanās, otrā — atgrūšanās spēki. Tā mēs to, kas radits un izsaukts no ta apvidus, no tās apkārtnes, kas ir ap loditēm, nepareizi peedomatu viņām pašām. Bet vaj šādu kļūdu mēs nedaram, izskaidrodami dažadās gravitacijas, elektriskās u. c. atrakcijas ar pašu masu, elektrizeto ķermeņu u. t. t. savstarpejo darbibu? Mēs tak sakam, ka divas materielas masas veena otru peevelk. Bet § 25 jau tika minets, ka šai darbibas pārejai ir vajadzigs laiks, tā tad vidutajs, apvidus, kas viņu nes. Šis apvidus ir eteris jeb absolutais vakuums. Par viņu sīkaki runasim otrā sējumā, sakarā ar elektriskām parādibam.

§ 88. **Ceetu ķermeņu virsmas spraigums.** Ari ceetos ķermeņos virsmas slāņu būve atšķiras no eekšejo būves, un daudzi novērojumi leek domat, ka ari viņos var runat par virsmas spraigumu. Sevišķi tas sakams tajos gadijumos, kad ķermenis eepreekš ir bijis sakarsets un šķidrs, un tad pēkšņi atdzesets. Tad ātri atdzeestošos ārejos slāņos molekulu kārtas saspeežas, molekulas noveetojas tuvaki veena otrai; eekšejos slāņos, turpreti, kur atdzišana lēnaka, viņas paleek leelakos atstātumos. Tā ķermenis ir itkā savas virsmas saspeests; pēdejā ir līdzigi šķidruma virsmai eesteepta, saspraigta. Tāds, peem., ir stikls. Tapēc stiklu var veegli „greezt". Ja ar vīli, ceeta tērauda nazi, vaj kāda ceeta kristala, peem., dimanta asu šķautni eevelk viņa virsmas slānī neleelu strīpu un tad, strīpu uz ārpusi turot, stiklu drusku paleec, viņš nolūst tā, kā eeskrāpets.

Izkausetu stiklu ūdenī eelipinot dabū tā saucamās Batavijas asaras. Te ārejee pileena slāņi, peepeži atdzeestot, ar milzigu spēku saspeež viņa eekšejās daļas. Tapēc pēdejo molekulas nogrupejas nedabiskos atstātumos, jo vairak tapēc, ka eekšejee slāņi, pateicotees stikla sliktai siltuma vaditspējai, atdzeest lēni. Molekulas rada līdzsvara stāvokli, bet šis līdzsvars nav stabils: ja asaras virsmu eevaino, nolaužot viņas smailo asti, līdzsvars izjūk un asara spēji izšķīst smalkās daļās uz visām pusem.

Tāpat — virsejos slāņus strauji atdzesejot — taisitas tā saucamās Bolonjas pudelites. Pret mechaniskeem satrīcinajumeem, peem., pat visai leeleem siteeneem, šāda pudelite ir izturiga, bet ja viņā eemet kādu asām šķautnēm tērauda, vaj ceeta kristala gabaliņu, — pat visneecigako, — pudelite tūliņ pārplīst: kristala gabaliņš, krisdams, nejauši kaut kur eevaino stikla virsmas slāni; šinī veetā virsmas spraigums izzūd, un stikls pārveŗas.

Ari piķim ir leels virsmas spraigums. Ja piltuves plato galu aizlej ar plānu viņa kārtu, tad piltuvē lēni gaisu pūšot var dabūt piķa „burbuli", kā zīm. 125. Kad speedeens leels, „burbulis" sasprāgst sīkās ceetās šķembelēs.



Zīm. 125. Piķa burbulis.

Ari kristalos virsmas spraigumam ir leela loma. Par virsmas spraiguma eespaidu uz materiala, sevišķi teevu deegu un drāts izturibu, runats § 68.

§ 89. Šķidrumu difuzija. Leela nozīme molekulareem spēkeem ir ari diveem šķidrumeem sastopotees. Ja spēki starp veenas sugas molekulam ir leelaki par spēkeem abu sugu molekulu starpā, šķidrumi nesajaucas (eļļa-ūdens), pretejā gadijumā — otradi. Bet ne tikai viņi te ir noteiceji. Vērā te jaņem ari molekulu kustiba. To māca šķidrumos novērojamās difuzijas parādibas.

Ja divus dažada specifiska svara šķidrumus uzmanigi salej kopā, starp viņeem var dabūt ļoti krasi noteiktu robežu, — labi redzamu, ja veens no šķidrumeem ir krāsains. Bet pēc kāda — dažadeem šķidrumeem dažada — laika ši robeža sāk izplūst, un arveenu vairak: abi šķidrumi ap viņu sajaucas. Tas noteek pat tad, ja veeglakais ir uzleets smagajam virsū. Tā koncentretam $CuSO_4$ kausejumam ūdenī tīru ūdeni uzlejot, mēs novērojam, ka pēc dažām deenām krasā robeža starp viņeem pilnigi izplūdusi: ap agrako robežu tuvejee ūdens slāņi palikuši gaiši zili, un jo tāļak no viņas, jo mazak. Tas rāda, ka smagās $CuSO_4$ molekulas kāpušas uz augšu un eespeedušās tīrā ūdens molekulu starpā; pēdejās, savukārt, ir gājušas uz leju. Tāpat ja koncentretai sālskābei (HCl) uzlej ar lakmusu zili (mēļi) krāsotu ūdeni: jau pēc neilga laika — dažām minutem — starp abeem šķidrumeem parādas arveenu beezaks sarkans slānis; viņu rada augšup kāpjošās HCl molekulas.

Šādu pašu par sevi noteekošu šķidrumu sajaukšanos sauc viņu difuziju; mēs sakam ka veens šķidrums difundē otrā.

Difuzija novērojama ari ceetos ķermeņos. Izkausetam želatinam drusku $K_2Cr_2O_7$ (divkārtskābā chromkalija) peejaucot un ļaujot viņam saceetet, mēs dabujam ceetu, eesarkani krāsotu veelu. Uzlejot viņam virsū izkausetu tīru želatinu un ļaujot tam saceetet, mēs dabujam starp viņeem krasu robežu. Izrādas, ka ari viņa ar laiku izsūd — augšejais želatins pamazam paleek krāsains. Tas rāda, ka molekulas pārveetojas — difuzija noteek ari ceetā želatinā. Otrs peemērs — difuzija metalos. Parastos apstākļos divi nogludinati un kopā salikti metalu, peem., *Cu* un *Zn* gabali, nekādas difuzijas nedod, — robeža starp viņeem ilgu laiku (varbūt veselu cilveka mūžu) paleek krasa. Bet sasildot viņus līdz apm. 300°*C*, mēs drīzi veen novērojam (ar mikroskopu, peem.) metalu sajaukšanos saskaršanās veetās: *Zn* molekulas eegājušas *Cu*, *Cu* molekulas — cinkā. Nebūtu pareizi domat, ka te notikusi abu metalu s a k u š a n a, jo 300°*C* tam parāk maz. Temperaturu paaugstinadami mēs te difuzijas procesu veenkārši paātrinam.

Kā to visu izskaidrot? Visveenkāršaki būtu peeņemt, ka difuziju rada augšā aprakstitee molekularspēki. Robežas slānī, kur abejas molekulas sanāk kopā, veena šķidruma molekulas peevelk otrās; tas turpinas, kamēr tuvakee slāņi ar pretejām molekulam n e p e e s ā t i n a s. Pēc tam tas atkārtojas nākošos slāņos, un tā pamazam rodas abu šķidrumu homogens maisijums. Ari ceetu ķermeņu kušanu šķidrumā varetu tad izskaidrot tādā pat ceļā. Bet tas būtu nepeeteekoši. Novērojumi rāda, ka difuzija atkarajas ari no tādeem faktoreem, kuŗi ar eekšejeem molekularspēkeem nekādā sakarā nestāv. Kā jau nupat bija sacīts, metalu difuzija aug līdz ar viņu temperaturu. Ari šķidrumos tas ir tā: jo augstaka temperatura, jo intensivaka difuzija. Bet taisni pee augstakām temperaturam molekularee spēki ir vājaki, jo tad molekulu kustiba ir straujaka. Tapēc japeeņem, ka d i f u z i j a i r s a i s t i t a a r m o l e k u l u k u s t i b u, — pat vairak — ka d i f u z i j a i r t e e š a s š ā s k u s t i b a s s e k a s. Tad novērotām parādibam ir apmeerinošs izskaidrojums: diveem šķidrumeem saduŗotees, visas tās molekulas, kuŗu ātrumi vērsti otrā šķidrumā un ir peeteekoši leeli, lai pārvaretu pārejo pakaļpalikušo molekulu peevilkšanu, ari eeskrees otrā šķidrumā. Jo augstaka būs šķidruma temperatura, jo vairak viņā būs tādu peeteekoši leelu ātrumu molekulu, jo intensivaka būs difuzija. Tā difuzijas parādibas varam uzlūkot kā veenu no teešeem veelas molekulu kustibas peerādijumeem.

Difuzija ir tikai tad, ja ņemtos šķidrumos ir k o n c e n t r a c i j a s s t a r p i b a. Kad abi šķidrumi pilnigi sajaucas, viņa pazūd.

Eedomasimees vertikalu cilindru ar diveem šķidrumeem, peem., koncentretu kādu sāls kausejumu lejā un tīru ūdeni augšā. Kad sajaukšanās būs jau eespeedusees peeteekoši dziļā slānī, ņemsim pēdejā divus šķērsgreezumus a un b ar koncentracijam n_1 un n_2 (no apakšas uz augšu) un atstātumā $\triangle h$. Tad, ja $n_1 - n_2 = \triangle n$, $\frac{\triangle n}{\triangle h}$ ir koncentracijas kriteens. Novērojumi rāda, ka tas veelas daudzums, kas kādā laikā t eet no a uz b, ir

$$q = Ds \frac{\triangle n}{\triangle h} t,$$

kur s ir cilindra šķērsgreezuma laukums. D te ir proporcionalitates faktors, saukts difuzijas koeficients. Viņš raksturots ar to veelas daudzumu, kas veenā sekundē eet cauri 1 cm^2, kad koncentracijas kriteens ir 1. Viņa dimensija CGS-sistemā ir

$$[D] = cm^2.sec^{-1}.$$

Sek. skaitļi dod dažu veelu difuzijas koeficientus:

Veela	Albumins	Cukurs	$Na\,Cl$	$H\,Cl$
$D\left(\frac{cm^2}{sec}\right)$	$7{,}3.10^{-7}$	40.10^{-7}	107.10^{-7}	$201{,}6.10^{-7}$

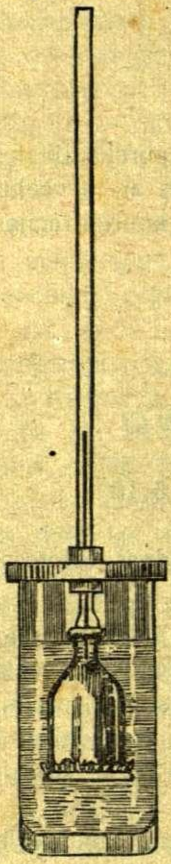
D leelā mērā atkarajas no šķidruma temperaturas, un viņai ceļotees, peeaug.

§ 90. Osmoze. Osmotiskais speedeens. Divi šķidrumi var difundet veens otrā ari tad, ja viņus šķiŗ trešais, vaj pat kāda ceeta poroza seena, peem., porozs māls, koks, dzīvneeku pūslis. Tā, peem., ja vērša pūsli peepilda ar kādu krāsainu šķidrumu, kas ar ūdeni dod difuziju, un eeveeto viņu ūdenī, tad ap pūsli drīz veen rodas krāsainums. Šādu difuziju sauc osmozi.

Pee osmozes abi šķidrumi plūst pa šķirošās seenas molekulu starpu pretojos virzeenos. Acimredzot abas šīs plūsmas būs neveenada stipruma, bet intensivaka būs ta, kuŗas molekulas ir mazakas. To apstiprina ari novērojums: ja nupat minetā pūslī esošā šķidruma molekulas ir leelakas par ūdens molekulam, pūslis ar laiku peepamst. Tas rāda, ka viņā ūdens eegājis vairak nekā viņa šķidrums izgājis. Vēl tāļak tas rāda, ka ne katrs šķidrums ir osmozes spējigs: ja viņa molekulu leelums ir pārsneedzis zinamu robežu, viņš šķirošai seenai cauri neees. Seenu (membranu), kam šādas īpašibas, sauc ņemteem šķidrumeem puscaurlaidošu (semipermeablu).

Sevišķi leelas molekulas ir tā saucameem koloideem, peem., olbaltumam, līmei, dekstrinam etc., — veelām, kuŗas sajaucas (kūst) ar ūdeni neaprobežotā daudzumā. Viņeem preti stāv kristaloidi ar samērā mazām molekulam, — veelas, kuŗas ūdens uzņem tikai līdz peesātinajumam. Tapēc šīs divas grupas ir veena no otras ar osmozi veegli atdalamas. Šādu technisku paņēmeenu sauc dializi.

Pūslis, plānas kolodija ādiņas, tāpat tās, kuŗas rodas ferrociankalijam un vaŗa vitriolam saduŗotees, ir puscaurlaidigas ari daudzeem kristaloideem. Ja trauku, kuŗa dibens aizseets ar plānu kolodija membranu, vaj pūsli, peepilda ar koncentretu cukura kausejumu ūdenī, galu aiztaisa ar korķi, caur kuŗu eet teeva stikla caurule (zīm. 126.), un noveeto tīrā ūdenī, tad ar laiku cukura kausejums sāk kāpt pa cauruli uz augšu. Tas leecina, ka caur kolodija ādiņu traukā ir eeplūdis ūdens; turpreti ap trauku nekādu cukura molekulu nav. Tā tad kolodija membrana cukuram (kausejumam) un ūdenim ir puscaurlaidiga.


Zīm. 126. Osmotiskais speedeens.

Ūdens, eeplūsdams cukura kausejumā, paleelina ta tilpumu un speež viņu caurulē paceltees. Novērojumi rāda, ka šāda pacelšanās var sasneegt vairakus desmitus un pat simtus *cm*. Tas leecina, ka ūdens teeksme uz cukura kausejumu ir ārkārtigi leela. No kureenes viņa rodas? Atbilde meklejama abu šķidrumu — cukura kausejuma un ūdens — īpašibu dažadibās.

Ūdenī, kā katrā citā šķidrumā, darbojas viņam raksturigs uz viņa eekšeeni vērsts virsmas (Laplace'a) speedeens P, (§ 82.), kas cenšas viņa tilpumu pamazināt. Tam preti no ūdens molekulu puses rodas no eekšeenes pret virsmu vērsta reakcija p. Viņas cēlonis meklejams molekulu kustibā: pret virsmas slāni atsisdamās („bombardejot"), molekulas izdara uz viņu speedeenu. Tapēc katrā tīra ūdens punktā valda noteikts hidrostatisks speedeens

$$p_0 = P - p.$$

Ja ūdenī izkausē cukuru, brīvas palikušās cukura molekulas izklīst veenmērigi pa visu ūdens tilpumu, un ūdens molekulu kustibā peedalidamās, izturas kā šķidrums. Pret ūdens virsmu atsisdamās, ari viņas speedeena p radišanā dod savu daļu π. Tapēc šādā kausejumā pret virsmu vērstais speedeens ir $p + \pi$, un kādā viņa eekšeenes punktā valdošais hidrostatiskais speedeens ir

$$p_1 = P - p - \pi.$$

Tas dod $p_1 = p_0 - \pi$. No ta mēs redzam, ka kausejumā hidrostatiskais speedeens p_1 ir mazaks nekā tīrā ūdenī, un taisni par tik, cik leels ir cukura molekulu speedeens π. Tapēc ūdens, censdamees šo diferenci izlīdzināt, teecas kolodija seenai cauri kausejumā. Tā rodas osmoze. Viņas cēlonis ir speedeens π, tā saucamais osmotiskais speedeens.

No sacitā redzams, ka osmotiskā speedeena mērs ir paceltā staba svars, resp. augstums. Nav ari grūti saprast, ka viņš ir jo leelaks, jo vairak cukura molekulu ir kausejumā, t. i. jo leelaka ir viņa koncentracija. To rāda ari sek. tabele:

Koncentracija	1%	2%	4%	6%
Osmotiskais speedeens	55,5 *cm Hg*	101,6	208,2	307,5

Kā redzam 6% kausejumā paceltā šķidruma staba augstums sneedzas pāri par $13{,}6 \times 307{,}5 = 4181$ *cm*, t. i. pāri par 40 metreem.

Ari augu šūniņu seenas ir puscaurlaidigas. Tapēc ari augu fizioloģijā osmozei ir leela loma.

§ 91. Šķidrumu tecešana. Hidrodinamiskais speedeens. Ja hidrostatiskais speedeens šķidrumā nav visur veenads, šķidruma daļas pārveetojas no augstakā uz zemakā speedeena veetām. To sauc šķidruma tecešanu. Viņas likumus apraksta hidrodinamika.

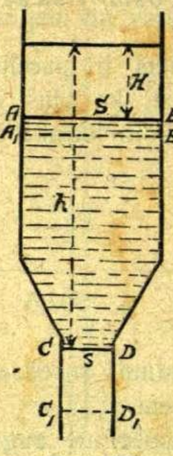
Tecešana var būt nenoteikta, pāstāvigi savu raksturu mainoša. Tad hidrodinamikas likumi ir sarežģiti un grūti atrodami. Veenkāršaki ir viņi, ja strāvas raksturs visu laiku paleek nemainijees. Tādu tad sauc stacionaru. Tāļak runasim tikai par viņu.

Šķidruma nesaspeežamibas pēc, lai viņš kaut kur neuzkrātos, caur viseem tecešanas ceļa (kanala) šķērsgreezumeem veenā laika veenibā jaizeet veenadeem šķidruma tilpumeem. Tapēc, ja tecešanas ceļam dažadās veetās ir dažads platums, dažads būs ari tecešanas ātrums. Ja kādā veetā ceļa šķērsgreezums (laukums) ir σ_1 un tecešanas ātrums v_1 un kādā citā veetā šee leelumi ir σ_2 un v_2, tad nesaspeežamiba prasa lai $\sigma_1 v_1 = \sigma_2 v_2$, t. i.

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}:$$

tecešanas ātrums ir jo leelaks, jo šauraka ir ceļa domatā veeta.

Ņemot to vērā, eedomasimees zīm. 127 attēlotās formas trauku, no kuŗa pa šaurako lejas galu iztek savam svaram padots nesaspeežams šķidrums ar blīvumu δ, un pagaidam peeņemsim, ka iztecešana noteek bez berzešanās. Lai viņa būtu stacionara, līmenis traukā jauztur veenā un taī pašā augstumā. Greezisim vēribu uz kādeem diveem šķērsgreezumeem AB un CD šķidrumā, kuŗu atstātumus no līmeņa un laukumus apzīmesim respektivi ar H, S un h, s. Ja tecešanas nebūtu, uz katra šo plāksmu cm^2 guletu hidrostasiski speedeeni $gH\delta$ un $gh\delta$. Tecešanas gadijumā turpreti speedeeni ir mazaki, jo lejpus AB un CD šķidrums aizeet. Apzīmesim viņus ar P un p. Tad $\frac{p-P}{h-H}$ ir uz veena cm^2 aprēķinats speedeena kriteens starp AB un CD un vērsts no apakšas uz augšu.



Zīm. 127.
Iztecešana.

Ja šķērsgreezums AB ir kādā laika sprīdī nolaidees līdz A_1B_1 un CD līdz C_1D_1, tad notikušo var aprakstit sakot, ka šinī laikā pee AB ir šķidruma tilpums $S.AA_1 = \Omega$ pazudis un pee CD parādijees, jeb vēl citeem vārdeem, ka šis tilpums ir no AB līdz CD, t. i. pa $h-H$ cm nokritis. Tas ir noticis zem divu spēku eespaida: smaguma spēka $\Omega g\delta$, kas viņu vilcis uz leju, un speedeena $\frac{p-P}{h-H}\Omega$, kas viņu dzinis atpakaļ. No pirmā eegūts $\Omega g\delta\,(h-H)$, — otrā pārvarešanai ir patērets $\frac{p-P}{h-H}\Omega(h-H) = (p-P)\,\Omega$ darba veenibu, tā ka galā pee visa tilpuma Ω pastrādatais darba leelums ir $\Omega g\delta(h-H)-(p-P)\Omega$. Bet ja $s < S$, tad pee CD tecešanas ātrums ir leelaks nekā pee AB un tapēc ari katra cm^3 un līdz ar to visa tilpuma Ω kinetiskā enerģija ir leelaka. Acimredzot, šī enerģija peeaugusi uz nupat uzrakstitā pastrādatā darba rēķina. Tapēc, ja tecešanas ātrums pee AB ir V, un pee CD v, tad atteecigās enerģijas ir $\frac{1}{2}\Omega\delta V^2$ un $\frac{1}{2}\Omega\delta v^2$, un mēs varam rakstit

$$\Omega g\delta(h-H) - (p-P)\Omega = \frac{1}{2}\,\Omega\delta v^2 - \frac{1}{2}\,\Omega\delta V^2.$$

Te Ω krīt ārā. Eekavas atveŗot un dalot visu ar δ, mēs dabujam:

$$gh - \frac{p}{\delta} - \frac{1}{2}v^2 = gH - \frac{P}{\delta} - \frac{1}{2}V^2.$$

Šāds sakars ir veetā ik katreem diveem strāvas šķērsgreezumeem, tā tad ari preekš AB un kāda cita, pee kuŗa atteecigee leelumu ir h_1, p_1, v_1. Tapēc vispārigi

$$gh - \frac{p}{\delta} - \frac{1}{2}v^2 = const.$$

Šī veenadiba ir katra smagumam padota nesaspeežama šķidruma stacionaras tecešanas raksturojums. Viņa ir pazīstama kā **Bernoulli** likums.

Plāksmas AB veetā ņemot šķidruma līmeni, kur $P=0$ un $H=0$, mēs dabujam

$$gh-\frac{p}{\delta}-\frac{1}{2}v^2=\frac{1}{2}V^2,$$

no kureenes

$$p=gh\delta-\frac{\delta}{2}(v^2-V^2),$$

jeb

$$p=gh\delta-\frac{\delta}{2}v^2\left(1-\frac{V^2}{v^2}\right).$$

Bet $\frac{V}{v}=\frac{s}{S}$, tapēc

$$p=gh\delta-\frac{\delta}{2}v^2\left(1-\frac{s^2}{S^2}\right).$$

Tas rāda, ka stacionari tekošā strāvā speedeens kādā viņas veetā ir noteikts ne tikai ar hidrostatisko $gh\delta$, bet ka savu daļu te dod ari tecešanas ātrums v, resp. domatās veetas šķērsgreezums. Tapēc viņu sauc h i d r o d i n a m i s k o speedeenu. No augšejās veenadibas redzams, ka ja $S>s$, hidrodinamiskais speedeens pee s ir m a z a k s par hidrostatisko.

Ja $s<S$, t. i. ja tecešanas ceļš kādā veetā ir ļoti saurs, tad tur $p=gh\delta-\frac{\delta}{2}v^2$. Ja $v=\sqrt{2gh}$, tad $p=0$; p ir <0, ja $v>\sqrt{2gh}$. Tādā gadijumā šķidrums ne tikai nespeež uz trauka, peem., caurules seenu, pa kuŗu viņš tek, bet vēl cenšas vairak saspeestees: ja tur seenā eetaisa caurumu, šķidrums pa viņu ārā netek, bet sūc vēl apkārtejo gaisu eekšā. Šī īpašiba ir likta pamatos tā saucamā s t r ū k l a s p u m p j a konstrukcijai (§ 102).

Hidrodinamiskais speedeens $p=0$ ir tur, kur šķidrums iztek, tapēc tur $v=\sqrt{2gh}$: I z t e c e š a n a s ā t r u m s i r t ā d s, k ā d u š ķ i d r u m s e e g ū t u k r ī t o t n o l ī m e ņ a l ī d z i z t e c e š a n a s v e e t a i. Viņš neatkarajas no šķidruma dabas, jo veenadibā $v=\sqrt{2gh}$ šķidruma blīvums δ neeeeet. Tapēc, ja divās veenadās piltuvēs eelej veenadu daudzumu ūdens un dzīvsudraba (veenadi h un s — piltuvju caurumi), abi šķidrumi iztek veenadā laikā, kaut gan Hg blīvums ir 13,6 reizes leelaks par ūdens blīvumu. Šis fakts, kas ir B e r n o u l l i teoremas sekas, pazīstams kā T o r r i c e l l i likums.

§ 92. Berze šķidrumos. Pag. § uzstāditee tecešanas likumi visā savā pilnibā derigi tikai tad, ja šķidruma molekulas ir ideali kustigas, t. i. ja viņas savstarpeji neberzejas. Realos šķidrumos, kur starp molekulam darbojas molekularee peevilkšanās spēki, likumu izteiksmes japārgroza.

Ja šķidrums tek gar kādu ceetu ķermeni, peem., kanala seenu, starp viņu un pēdejo rodas adhezija. Tapēc seenai ļoti tuvu (molekulari-tuvu) gulošo šķidruma slāņu kustiba top lēnaka, un ja šķidrums seenu saslapina, tad pavisam aptureta. Šo parādibu sauc šķidrumu ārejo berzi. Ja veens gar otru dažados ātrumos slid divi šķidruma slāņi, noteek tas pats: molekularo spēku dēļ ātrakais no viņeem savu kustibu pagausina, lēnakais paātrina. Ari te starp viņeem ir berzešanās; viņu sauc eekšejo berzi.

Iztirzasim gadijumu, kad reals šķidrums tek pa kādu cauruli ar radiusu R. Ja šķidrums cauruli saslapina, viņas seenām peegulošais slānis teek apturets ($v = 0$). Eekšejās berzes pēc nākošais uz caurules serdes pusi domatais slānis ari teek savā kustibā pagausinats; tas, savukārt, pagausina nākošo u. t. t. Visu strāvu sādos koaksialos cilindriskos slāņos sadalot, mēs viņu visleelako kustibas ātrumu v atrodam caurules serdē, vismazako — viņas seenu tuvumā ($v = 0$). Tā no serdes uz malu eedami mēs dabujam ātruma kriteenu. Kā viņa mēru var peeņemt leelumu $\frac{v}{R}$, t. i. divu, veena centimetra atstātumā tekošu slāņu ātrumu diferenci. Acimredzot kriteens jo leelaks, jo leelaka ir šķidrumā berze, jeb, kā saka, jo leelaka ir šķidruma viskozitate.

No otras puses, berzes esamibu varam identificet ar zinamu, starp slāņeem viņu kopejā saskaršanās plāksmā gulošu spēku F, kas veenu slāni pagausina, otru paātrina, un ir jo leelaks, jo leelaka ir abu slāņu saskaršanās virsma. Tapēc varam rakstit:

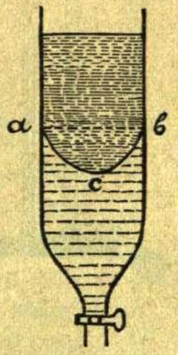
$$F = \gamma S \frac{v}{R},$$

kar γ ir ņemtā šķidruma berzei (viskozitatei) raksturigs proporcionalitates faktors. Viņu sauc eekšejās berzes koeficientu. Leekot $v = 1 \frac{cm}{sec}$, $R = 1 cm$, $s = 1 cm^2$, mēs viņa skaitlisko vērtibu dabujam kā $\gamma = F$, t. i., kā to uz $1 cm^2$ aprēķinatu spēku, kuŗš darbojas starp diveem, ar relativu ātrumu $1 \frac{cm}{sec}$ $1 cm$ atstātumā slidošeem slāņeem. Tapēc viņa dimensija ir $[\gamma] = \frac{dine. cm. sec}{cm^2. cm} = \frac{gr}{cm. sec} = gr. cm^{-1}. sec^{-1}$

Šķidruma berzes pēc, kāda viņā oscillejoša ceeta ķermeņa, peem., ap asi oscillejoša cilindra amplitude izdzeest un jo ātraki, jo leelaka ir šķidruma viskozitate. Divas sekojošas amplitudes novērojot, var aprēķināt šķidruma berzes koeficientu (§ 41.). Tādā ceļā dabūti sek. skaitļi (*CGS*-sistemā, pee 18°*C*):

Šķidrums	$\gamma \frac{gr}{cm.sec.}$
Glicerins . . .	2,34
Olivu eļļa . .	0,85
Dzīvsudrabs .	0,0160
Ūdens.	0,0106
Eteris.	0,0026

Ši tabele rāda, ka eevērojami leela viskozitate ir glicerinam. Tapēc viņā berzešanās eespaids pee tecešanas ir ērti novērojams. Zīm. 128. attēlota vertikala stikla cilindriska piltuve ar aizgreezni lejas galā. Eelejot viņā tīru, tad virsū krāsotu glicerinu, mēs dabujam starp viņeem krasu robežu *ab*. Ļaujot tagad apakšejam pa caurules lejas galu iztecet, mēs redzam, ka *ab* peeņem *acb* veidu. Tas rāda, ka piltuves serdei tuvakee glicerina slāņi tek ātraki nekā tāļakee; viņas seenām peeguļošee paleek pilnigi uz veetas.



Zīm. 128.
Berze glicerinā.

Leels eespaids uz viskozitati ir šķidruma temperaturai. Sek. tabelē eerakstita ūdens berzes koeficienta atkariba no viņas.

t	0°	20°	40°	60°	80°
γ	0,01797	0,01004	0,00655	0,00470	0,00357

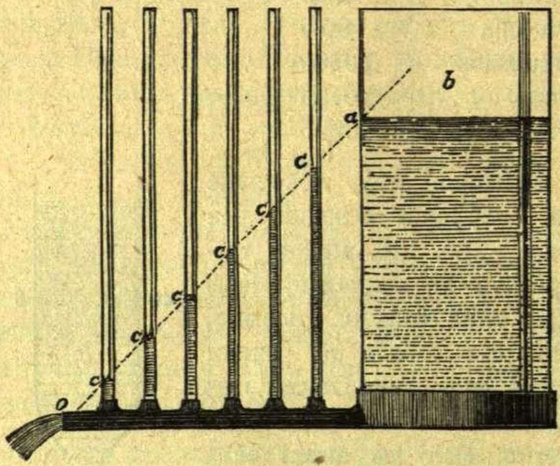
Eekšejās berzes pārvarešanai japatērē zinama leeluma darbs. Veenigais šim darbam vajadzigais spēka avots te ir domatās veetas hidrodinamiskais speedeens. Tapēc viskozā šķidrumā speedeens ir mazaks nekā ideālā šķidrumā, un jo mazaks, jo leelaka ir berze. Ja šķidrums tek pa horicontalu pastāviga šķērsgreezuma cauruli, viņā hidrodinamiskais speedeens ir jo mazaks, jo tāļaki domatā veeta ir no viņas sākuma: viņš veenmērigi krīt, jo eekšejās berzes pēc šķidrums pamazam savu enerģiju zaudē. To rāda ari zīm. 129. schematiski attēlotais novērojums.

Ari iztekošā šķidruma daudzums atkarajas no viņa viskozitates. Poiseulle's atrada likumu, kas šo daudzumu dod kā veenā *sec* iztecejušo tilpumu

$$V = \frac{\pi}{\gamma} \frac{P_1 - P_2}{8l} R^4,$$

kur R un l ir caurules radiuss un garums, $P_1 - P_2$ viņas galos peelikto speedeenu diference. Ari ši veenadiba var deret koeficienta γ aprēķinašanai.

Augšejā tabelē eerakstitee berzes koeficienti ir daudz mazaki par ceetu ķermeņu berzi raksturojošeem skaitļeem (§ 75.). Ja starp kādu rotejošu metala asi un viņas gultni eelej kādu šķidrumu, peem., eļļu, tad pēdejās ārejee slāņi peelīp kā asij, tā gultnim, un abu metalu ārejās berzes veetā mēs dabujam eļļas eekšejo berzešanos, kas daudz mazaka par pirmo. Tapēc eļļu, taukus u. c. leeto asu smērešanai.

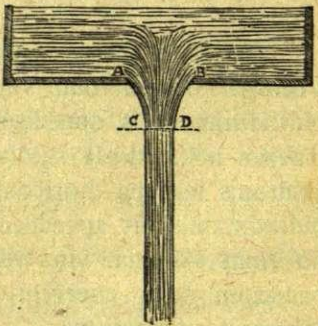


Zīm. 129. Speedeena kritums.

Šķidruma berzes pēc viņā kustošs ķermenis sastop pretestibu, kas ta ātrumu pamazina. Ar to saistitās dažas citas interesantās parādibas (virpuļus) aplūkosim kopā ar to pretestibu, kuru ķermenis sastop kustedamees gazē (§ 106.).

§ 93. Strūkla. Ja šķidrums pa neleelu caurumu iztek strūklas veidā, viņas šķērsgreezums cauruma tuvumā nav veenads ar pēdejā šķērsgreezumu, bet gan tikai 0,62 daļa no viņa (contractio venae).

Pa daļai tas ceļas no ta, ka pa caurumu iztek ne tikai virs viņa esošais, bet ari no sāneem peeplūstošais šķidrums. Tas redzams no zīm. 130. Te var būt leela dažadiba, skatotees pēc cauruma formas, leeluma, speedeena u. t. t. No otras puses, ari virsmas spraigumam te ir leela loma.



Zīm. 130.
Strūklas saraušanās.

Cauruma tuvumā strūkla ir caurspīdiga un veengabalaina, bet zinamā atstātumā no viņa — skatotees pēc ta speedeena leeluma, kura dēļ viņa iztek — viņa top blāva, necaurspīdiga. Pēkšņi (momentani) viņu fotografejot, resp. kinematografejot, vaj aplūkojot viņu stroboskopā, mēs redzam, ka te viņa sadalijusees atsevišķos pileenos, kuru forma periodiski atkārtojas (zīm. 131.). Te pileens, strūklai atrāvees un savam smagumam padots, pulsē, peeņemdams dažadas formas nó *a* — *e*. Tas rāda, ka ari šķidrumam peemīt zinama formas elastiba, ja veen viņš ņemts neleelos daudzumos. Ka te mums darišana ar pateeseem pileeneem, par to leecina starp viņu dažadeem stāvokļeem redzamee mazee, kuŗi veenmēr seko katram notrūkstošam pileenam.

Strūklas sadališanās cēlonis ir viņas berze pret apkārtejo gaisu. Ja pēdejo aizpumpē (strūkla noslēgtā traukā), viņa visu laiku paleek caurspīdiga un veengabalaina.

Gazejadi ķermeņi.

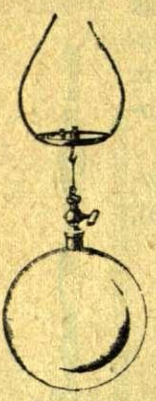
§ 94. Vispārigs raksturojums. Blīvums. Gazejadā veelas agregatstāvokļa raksturigā pazīme ir cenšanās eeņemt cik spējams leelaku telpu. Gazes molekulas itkā atgrūžas veena no otras; tapēc, lai gazi saturetu, viņa janoveeto noslēgtā traukā. Tad trauka seenas, eerobežodamas viņas teeksmi izplestees, ir šķērslis un tapēc gaze izdara uz viņām speedeenu.

Gazes speedeens ir veenmērigs pa visu trauka seenas virsmu. Acimredzot viņš ir jo leelaks, jo vairak dotā traukā ir eespeests gazes molekulu, t. i. jo leelaks dotos apstākļos ir gazes blīvums. Tapēc gazi no āreenes, peem., ar traukā eerīkotu virzuli speežot, mēs viņu padaram blīvaku un līdz ar to paaugstinam viņas speedeenu. Gaze būs meerā, kad viņas pašas speedeens būs veenads ar ārejo (trauka seenu reakcija, izturiba); tapēc beeži šos divus jēdzeenus leeto veenu otra veetā.

Zīm. 131.
Strūkla.

Gazes īpašibas izskaidrojamas ar neecigeem viņas molekularspēkeem, leelo viņas molekulu brīvumu un kustibas ātrumu (§ 66.). Savā skrējeenā molekulas reizi no reizes eeskreen trauka seenā un tā viņu bombardejot visā savā kopumā dod uz viņu impulsu — speedeenu, kas ir jo leelaks, jo vairak traukā molekulu, un jo leelaki ir viņu kustibu ātrumi. Tapēc viss tas, kas paleelina šo ātrumu, peem., temperatura, paaugstina ari gazes speedeenu.

Ķatra kādas gazes molekula nes sevī zinamu, domatai gazei raksturigu veelas daudzumu, zinamu masu. Tapēc ari viņa ir padota smaguma spēkeem, un tapēc katra gaze ir smaga. Par to, starp citu, mums stāsta atmosferas esamiba ap zemes lodi. Ja gaisam nebūtu smaguma, tad viņš, censdamees arveen vairak izplestees, sen jau būtu no mums aizgājis zvaigžņu telpā. — Bet ari teešā ceļā par to varam pārleecinatees, veenkārši domato gazi (gaisu) nosverot. Ņemsim stikla balonu (zīm. 132.) ar viņa kaklā eetaisitu aizgreezni. Pēdejo aiztaisot, mēs balonā norobežojam viņa tilpumā ņemtu atmosferas gaisu un tad uz jūtigeem svareem nosveram. Dabūtais svars lai būtu p_0. Pēc tam saveenojam balonu ar kādu gaisa pumpi, izpumpejam no viņa cik spējams gaisu un tad atkal aiztaisam aizgreezni. Tagad nosvērts viņš dod svaru $p < p_0$. Tā tad gaisa izpumpešana no balona pamazina viņa svaru par $p_0 - p$. Tas ir balona tilpumā ņemtā gaisa svars pee eksperimenta temperaturas un speedeena. Ja balona tilpums ir V, tad g a i s a b l ī v u m s ir



Zīm. 132.
Gaisa svēršana.

$$\delta_0 = \frac{p_0 - p}{V},$$

ja svērums ir gramos un tilpums cm^3 izteikts. Tanī pašā laikā viņš ir gaisa veena cm^3 svars.

Balona tilpumu var dabūt, peepildot viņu ar $4^0 C$ temperaturas ūdeni un nosverot. Tąd gramos izteiktais ūdens svars ir balona tilpums kub. centimetros. Tādā ceļā ir mekleti visu pazīstamo gazu blīvumi. Daži no viņeem eerakstiti nākošā tabelē (pee 0^0 un 760^{mm}):

Gaze	δ	$D = \frac{\delta}{\delta_0}$
Ūdeņradis (H_2) . . .	0,000089	0,0695
Amoniaks (NH_3) . .	0,000791	0,590
Ogles oksids (CO) .	0,001251	0,967
Gaiss	0,001293	1,000
Slāpeklis (N_2)	0,001250	0,967
Skābeklis (O_2)	0,001429	1,105
Ogles dioksids (CO_2)	0,001965	1,519
Chlors (Cl)	0,003167	2,45

Trešā viņas slejā doti tā saucamee r e l a t i v e e blīvumi D jeb specifiskee svari, peeņemot gaisa blīvumu par veenibu. Kā redzam, ir sastopamas kā veeglakas, tā smagakas par gaisu gazes. Tā ūdeņradis ir $\frac{1}{0,069} = 14,5$ reizes par viņu „veeglaks", Cl turpreti 2,5 reizes „smagaks".

Gazēs molekularee spēki jo sevišķi vāji, tapēc viņu molekulas ir visai kustigas. Aiz ša eemesla visas tās īpašibas, kas kā molekulu kustiguma sekas bija novērojamas šķidrumos, vēl jo sastopamakas gazēs. Tā ārejais, gazes virsmai peeliktais speedeens izplatas veenmērigi uz visām pusem (Pascal'a likums). Zem viņa eespaida gaze var atrastees meerā tikai tad, ja viņš ir vispusigs, veenmērigs un normali pret virsmu vērsts. Tāpat veetā ir ari Archimeda likums: katrs ķermenis „zaudē" no sava svara tik, cik sveŗ viņa tilpumā nemtā gaze (peem., gaiss). Kā redzams, gazēs šis zaudejums ir mazaks kā šķidrumā, bet tomēr daudzās veetās viņš jaņem vērā, peem., ar jūtigeem svareem precizi sveŗot (§ 61). Ja sveramam preekšmetam un vajadzigam atsvara gabalam ir dažadi tilpumi, dažadi ir viņu svaru zaudejumi, un viņu šķeetamā svaru veenadiba nebūs īstā.

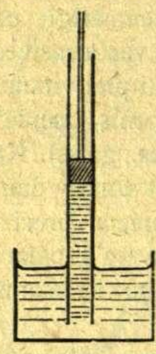
§ 95. Atmosferas speedeens. Barometra princips. Ņemsim gazi, uz kuŗu nedarbojas nekāds cits spēks, ka tikai viņas pašas smagums. Tāds ir gaiss. Eedomasimees kādu viņa daudzumu brīvi atstātu zemes virsū. Censdamees izplestees, viņš plūst uz visām pusem, peeņemdamees tilpumā. Bet līdz ar to šī cenšanās arveen paleek mazaka un beidzot kļūst tik neeciga ka smaguma spēks viņu pārvar. Tad eestājas līdzsvars, un gaisa taļakā aizplūšana beidzas. Aiz ša eemesla viņš no zemes lodes nav aizgājis, bet apņem viņu kā beeza sferiska čaula no visām pusem.

Eedomasimees šai čaulai cauri vertikalu stabu ar šķērsgreezumu σ un augstumu h; viņa lejas gals ir uz zemes. Kuŗā katrā veetā, kas ņemta atstātumā x no viņa augšejā gala („līmeņa"), valda noteikts speedeens $p=\sigma x\delta_0$, ko nosaka virs viņa gulošo gaisa slāņu svars. Jo leelaks ir x, jo leelaks šis speedeens. Staba lejas galā (zemes virsū) viņš ir $p=\sigma h\delta_0$ un visleelakais. Viņu sauc atmosferas speedeenu.

Atmosferas speedeens darbojas ap eedomato punktu veenmērigi (Pascal'a likums). Tapēc katrs viņam padots ķermenis teek no visām pusem veenmērigi speests (neskaitot to neleelo speedeena starpibu, par kuŗu runā Archimeda likums) un paleek meerā.

Bet ja mēs viņu no kādas puses pret šo speedeenu aizsargasim, aizvācot no tureenes gaisu, ķermenis vairs nebūs līdzsvarā, bet ees iznīcinatā speedeena virzeenā. Zinadami, kāds spēks japeeleek ķermenim, lai viņš tomēr paliktu meerā, varam ar viņu mērot atmosferas speedeenu. Principieli tas būtu visveenkāršaki panākams, šo gaisa stabu teeši nosveŗot, peem., ar atteecigi eerīkoteem atsperu svareem. Bet praksē tam ir gŗūtibas, tapēc atmosferas speedeena mērošanai eet aplinkus ceļu, leetojot barometru.

Viņa principa noskaidrošanai noder sekošais. Eedomasimees trauku ar ūdeni un viņā eelaistu augstu vertikalu cauruli (zīm. 133), Caurulē eerīkots virzulis, kas var pa viņas eekšeeni slidet augšup un lejup, nekur nelaižot gaisu garam. Nolaidisim virzuli līdz ūdens virsmai uu tad celsim viņu uz augšu. Tad zem viņa rodas tukša telpa.

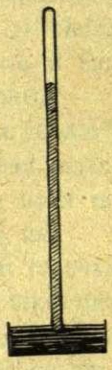


Zīm. 133.
Pumpis.

Līdz ar to tur pazūd agrakais uz ūdens virsmu vērstais speedeens. Bet tā kā ārpus caurules viņš ir vēl palicis, ūdens nevar meerā palikt, bet kāpj virzulim pakaļ. Jo augstaki ceļas pēdejais, jo augstaki speežas viņam pakaļ ūdens. Tā mūsu eerīkojums darbojas kā sūcejs pumpis. Kā redzam, cēlejs te ir atmosferas speedeens. Mūsu darbs teek izleetots, radot zem virzuļa vajadzigo tukšumu (vakuumu).

Agrak, pirms Galileja, par to valdija citadas domas. Tad ūdens pacelšanos pumpī izskaidroja ar dabas „horror vacui" — bailem no tukšuma. Tikai Galileja skolens Torricelli pirmais uzmineja šīs parādibas īsto cēloni. Palīdzeja te viņam novērojums, ka ūdens pumpī ceļas ne līdz katram augstumam, bet tikai līdz zinamai robežai $h = 10{,}34\,m$ un tad apstājas. Tas, acimredzot, noteek tad, kad paceltā ūdens staba svars kompensē atmosferas speedeenu. Ja ūdens blīvums ir δ, caurules šķērsgreezums σ, tad šis svars ir $p = \sigma h \delta$. Tā tad šāds ūdens stabs, virs kuŗa ir tukša telpa, var noderet kā atmosferas speedeena mērotajs — barometrs.

Bet ņemot ūdeni kā barometra substanci, mēs pacelšanās augstumu dabujam līdz $10{,}34\,m$. Tas ir neparocigi un ceļas no mazā ūdens blīvuma. Tapēc viņa veetā izdevigaki ņemt dzīvsudrabu ar blīvumu 13,6; tad pacelšanās augstums ir 13,6 reizes mazaks, t. i. tikai $\frac{1034}{13{,}6} = 76\ cm$. Līdz ar to tad atkrīt eerīkojums ar virzuli, jo te Torricelli vakuumu var dabūt ņemot 80—85 *cm.* gaŗu, veenā galā aiztaisitu stikla cauruli, peepildot viņu ar dzīvsudrabu, un tad apgāžot platakā traukā (zīm. 134). Dzīvsudrabs caurulē nolaižas, kamēr viņa staba svars netop veenads ar ārejo atmosferas speedeenu (ap 76 *cm.*), atstādams virs sevis vakuumu. Izmēridami atstātumu starp dzīvsudraba līmeņeem, varam aprēķināt dinēs izteiktu speedeenu.



Zīm. 134.
Trauka-barometrs.

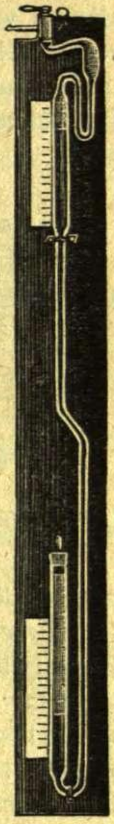
Kā redzam, staba augstums ir speedeenam teeši proporcionals. Tapēc ari praksē pēdejo mēro ne dinēs, bet ar centimetros, resp. milimetros izteiktu dzīvsudraba augstumu. Kā speedeena veenibu (normalspeedeenu) tad peeņem to, kas notur 76 *cm.* augstu *Hg*-stabu, un sauc atmosferu (1 *atm*). Tā tad (sk. § 77.):

$$1\ atm = 13{,}6\ .\ 76\,\frac{gr\text{-}svars}{cm^2} = 1033{,}3\,\frac{gr\text{-}svars}{cm^2} = 13{,}6.76.981\,\frac{dine}{cm^2} =$$

$$1{,}013.10^6\,\frac{dine}{cm^2}.$$

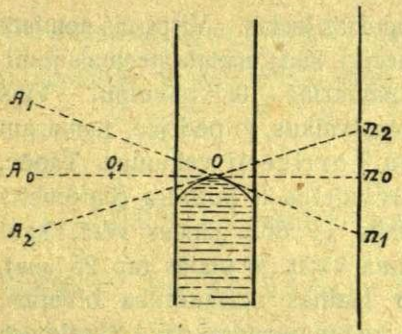
Beeži $\frac{dine}{cm^2}$ sauc b a r u. Tad 1 bars $= \frac{760\,mm}{1{,}013.10^6} = 7{,}5.10^{-5}\,mmHg$-staba. 10^6 baru ir m e g a b a r s.

Atmosferas speedeens nav pastāvigs leelums. Viņš mainas ne tikai ar augstumu (sk. § 97), bet ari veenā un tanī pašā veetā svārstas visai plašās robežās. Tam daudzi eemesli. Beeži veen domatā veetā rodas augšup vērstas gaisa strāvas (ciklons), kas speedeenu pamazina (barometrs „krīt"). Dažreiz viņas vērstas lejup (anticiklons); tad speedeens peeaug (barometrs „ceļas"). Šādas svārstibas beeži visai leelas pat ļoti īsā laikā. Bet daudzi tīri fizikali procesi, peem., kāda šķidrumu vārišanās (temperatura), ir visai jūtigi pret speedeena maiņu. Tapēc barometram jabūt precizam un parocigam rīkam.



Zīm. 135. Sifona-barometrs.

§ 96. Barometrs. Paralakse. Aprakstitais veenkāršais, tā saucamais t r a u k a - barometrs nav parocigs pārnesajot; bez tam eksaktos atskaitijumos (līdz 0,1 *mm*) ceļas grūtibas ar līmeni platā traukā. Tapēc praksē vairak leeto tā saucamo s i f o n a - barometru. Viņa veenkāršakais veids ir attēlots zīm. 135. Uz atteeciga garuma, pee seenas peekabinama dēļa peestiprinats sifons, kuņa augšas un lejas gals ir veenada platuma. Preti viņeem ir skalas ar *mm* eedaļam, — pateesibā veenas un tās pašas skalas sākums un gals. Nolasot tās eedaļas, pret kuņām stāv abi dzīvsudraba līmeņi, mēs speedeenu dabujam kā šo atskaitijumu diferenci.

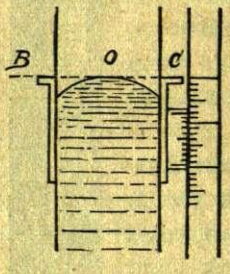


Zīm. 136. Paralakse.

Lai dabūtu milimetru daļas, jaleeto noniuss. Tas panākams, peetaisot skalai ar noniuseem izrīkotus rāditajus. Kā tādi var noderet divi sifona galeem uzmaukti augšup un lejup stumdami metala caurules gali (sk. turpmak).

Līmeņa stāvokli pret skalu nolasot, jagreež vēriba uz to, lai acs atrastos īstā veetā, jo citadi tā saucamā p a r a l a k s e var radit visai leelu kļūdu. Ta paskaidrošanai peeņemsim, ka O zīm. 136 ir dzīvsudraba līmeņa mugura sifona kājā, MN skala un A novērotaja acs. Ja acs atrodas pee A_1, novērotajs redz līmeņa muguru pret n_1, ja pee A_2, mugura redzama preti kādai citai eedaļai n_2. Ja nu atskaitot līmeņa stāvokli barometra augšejā galā acs ir nejauši bijusi tā, kā A_1 un lejas galā kā A_2 (vaj otradī), mēs dabujam pavisam nepareizu līmeņu diferenci. Kā redzam, tāda paralakses dēļ cēlusees kļūda var būt vairak milimetru leela un pilnigi nejauša, tā tad nekontrolejama.

Paralakses novēršanai japanāk, lai vizešanas linijai: acs — līmeņa mugura visos atskaitijumos būtu veens un tas pats virzeens; visveenkāršaki kā tādu ir ņemt horicontalo virzeenu (AOn, zīm. 136.) Tas sasneedzams dažadi, un vispirmā kārtā leetojot katetometru (§ 6). Tad dabūtee rezultati ir viseksaktaki. Bet ši metode ne visai parociga.



Zīm. 137.

Tapēc vairak leeto, vaj nu spoguļa-skalu, vaj sifona kājai eerīko divus diametrali preti un uz horicontalas linijas gulošus, ceeši saistitus punktus B un C (zīm. 137). Tādus dod augšā minetās sifona kājai uzmauktas īsās caurules. Stumjot viņas ar kremaljeru uz augšu vaj leju, kamēr viņu galu periferijas netop redzamas kā līmeņa mugurai tangencialas linijas, mēs kā īstās dabujam tanīs stāvokļos redzamās, vaj viņām peestiprinato noniusu norāditās skalas eedaļas. Ja skala ir no spoguļa stikla, horicontalo vizešanas linijas virzeenu nosaka punkti: acs, eedaļa un viņas attēls spogulī, vaj acs, viņas attēls un eedaļa. Spoguļskalas metodi leeto ari citur, kur jaizslēdz paralakses kļūda.

Precizos barometros jaņem vērā daudzas leetas. Vispirms ņemtam dzīvsudrabam jabūt pilnigi tīram, jo neecigi kāda metala peemaisijumi, radidami ar viņu savu amalgamu, pamazina ta blīvumu. Viņš nedrīkst saturet absorbetu gaisu un ūdenstvaikus, jo pēdejee, pamazam nākdami no viņa ārā, dod savu speedeenu Torricelli vakuumā. Tapēc, pēc barometra peepildišanas, viņa dzīvsudrabs ir jaizvāra (barometrs apvērstā stāvoklī). Ari kapilarā depresija (§ 86.) jaņem vērā, kaut gan viņu stipri var reducet, ņemot sifona kājas jo platas (ap 25 *mm*), un beidzot temperatura, jo līdz ar viņu mainas dzīvsudraba blīvums, tā tad ari viņa staba augstums. Ir zinams, ka temperaturai par $1^\circ C$ ceļotees dzīvsudraba tilpums peeņemas par 0,00018. To zinot, visus barometra atskaitijumus var reducet uz noteiktu temperaturu, peem., $0^\circ C$, (sk. nāk. §).

Sevišķi parocigs, kaut gan ne tik pareizs un kontrolejams, ir tā saucamais metala-barometrs jeb aneroids. Viņa konstrukcijas princips ir tās deformacijas, kuŗas rada atmosferas speedeens kādā evakuetā metala bundžā. Jo leelaks speedeens, jo vairak eeleecas bundžas seenas, ko var novērot ar atteecigu rāditaju un graduetu skalu. Kad speedeens krīt, seenas atleecas agrakā stāvoklī. Bet, kā jau minets, šee barometri nav tik uzticami, jo viņu seenu deformacijās leela un maz kontrolejama loma ir temperaturai, elastiskai pēcdarbibai u. c.

§ 97. Speedeena atkariba no augstuma. Atmosferas speedeens ir gaisa hidrostatiskais speedeens un tapēc atkarigs no novērošanas veetas augstuma. Pēdejais ir jaatzīmē, definejot 76 *cm* dzīvsudraba stabu noturošu speedeenu kā normalu. No otras puses, kā bij rādits § 34, katra ķermeņa, tā tad ari barometra dzīvsudraba svars mainas ar zemes platuma gradu. Tapēc, ja vairakās veetās atmosferas speedeena dabūtee rezultati jasalīdzina, visi viņi eepreekš japārrēķina noteikteem, par normaleem peeņemteem apstākļeem, kā saka jareducē. Par tādeem ir peeņemts $0^0 C$, jūŗas līmeņa augstums un 45. platuma grads.

Speedeena atkariba no augstuma nav tik veenkārša, ka to varetu domat, skatotees formulā $p = gh\delta$. Gaisa un vispār gazu saspeežamiba ir visai leela, tapēc viņu δ atkarajas no augstuma. Ir peerādams, ka ja p_0 ir speedeens kādā veetā, peem., zemes virsū un p kādā citā, par h augstakā veetā, tad

$$lg_{nat} \frac{p_0}{p} = \frac{\delta_0 g}{p_0} h,$$

kur g ir krišanas paātrinajums, δ_0 blīvums un p_0 speedeens zemakā veetā. Ja h ir rēķinats kilometros un temperatura ir $0^0 C$, tad gaisa blīvumu $\delta_0 = 0{,}00129$ ņemdami, dabujam

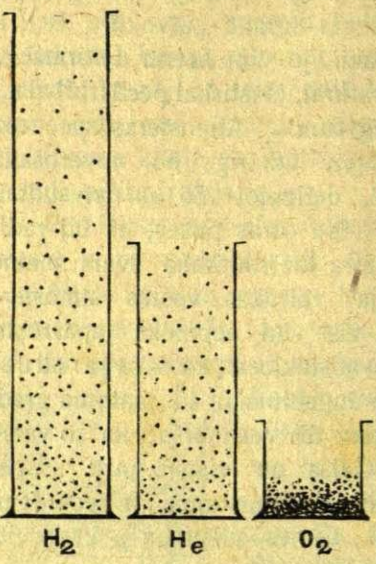
$$lg_{nat} \frac{p_0}{p} = 0{,}125 h.$$

Tas saka, ka ik uz kilometra pacēluma speedeena kriteens ir veenads un noteikts ar $lg_{nat} \frac{p_0}{p} = 0{,}125$, t. i.

$$\frac{p_0}{p} = 1{,}127.$$

Ja $p_0 = 760^{mm}$, tad veena kilometra augstumā speedeens ir $p = \frac{760}{1{,}127} =$ $= 680^{mm}$. Pee $h = 5{,}5\ km$ tas dod $\frac{p_0}{p} = 2$, no kureenes $p = \frac{p_0}{2} = 380^{mm}$. Tadā ceļā var aprēķināt, ka ja šis speedeena kriteena likums deretu visā atmoferas čaulas beezumā, t. i. ja viņas struktura būtu viscaur tāda, kā zemes tuvumā, tad uz viņas robežas pee $h = 80\ km$ speedeens būtu tikai ap 0,003 *mm*. — Augšejo, aprēķinu ceļā dabūto sakaru starp p un h apstiprina ari novērojumi.

Bet pēc mūsu tagadejeem eeskateem atmosfera ir slāņaina. Zemakās viņas kārtas ir skābekļa un slāpekļa maisijums; augšejās — pāri par 70 *km* — pastāv gandrīz tikai no ūdeņraža. Tapēc interesanti salīdzināt speedeena maiņu dažadās gazēs. No augšejās, tā saucamās barometriskās formulas redzams, ka divās gazēs veenadas speedeena diferences rodamas tādos augstumos, kuŗi veens pret otru stāv kā gazu pretejee blīvumi. Ja gaisā speedeens divreiz pamazinas augstumam līdz 5,5 *km* peeaugot, tad ūdenraža atmosferā tas notiks tikai 14,5 reizes leelakā, t. i. ap 80 *km* augstumā, un skābeklī — augstumā $h = 5{,}5 . \frac{0{,}00129}{0{,}00143} =$ ap 5 *km*. Līdz ar to tāpat veens pret otru stāv dažadu gazu veenada molekulu skaita radito atmosferu augstumi. Tā, ja skābekļa atmosferas augstums būtu H, tad tikpat leels ūdeņraža molekulu daudzums dotu $\frac{0{,}001430}{0{,}000089} = 16$ reizes augstaku atmosferu. Zīm. 138. schematiski attēloti triju gazu — skābekļa (O_2), helija (He) un ūdeņraža (H_2) — atmosferu augstumi un viņu molekulu sadalijums.



Zīm. 138. Gazu atmosferas.

Barometrisko formulu atvasinot ir domats, ka visā gaisa slānī temperatura nemainas. Vēlaki, par Brown'a kustibu (§ 122) runadami, mēs pee viņas atgreezisimees vēl reiz.

§ 98. Saspeežamiba. Ar ceeteem un šķidreem ķermeņeem salīdzinot, gazes sava tilpuma deformacijai pretojas visai maz, kapēc viņu saspeežamiba visai leela. Nenākas gŗūti gazes tilpumu saspeest div-, trīs- un pat desmitkārtigi. Kad deformejošais speedeens izbeidzas, viņa pilnigi atgūst agrako tilpumu. Tas rāda, ka gazu elastiba ir ārkārtigi leela un bez robežam. Šīs īpašibas izskaidrojamas ar leeleem viņu molekulu atstātumeem un brīvibu.

Sakaru starp gazes tilpuma maiņu un deformejošo speedeenu dod Boyle'a 1662. gadā atrastais un Mariotte'a 1679. gadā apstiprinatais likums. (Boyle-Mariotte'a likums). Ja pee kāda speedeena p_0 kādas gazes tilpums ir v_0, tad speedeenam līdz $p_1, p_2, p_3 \ldots$ peeaugot, tilpums pamazinas un top $v_1, v_2, v_3 \ldots$, bet katrreiz tā, ka

$$p_0 v_0 = p_1 v_1 = p_2 v_2 = p_3 v_3 = \ldots$$

Tas rāda, ka gazei deformejotees produkts pv nemainas:

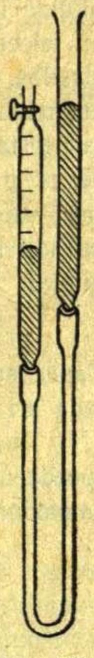
$$pv = const.$$

Ķādu augšejo, peem., pirmo veenadibu proporcijas veidā rakstidami, dabujam

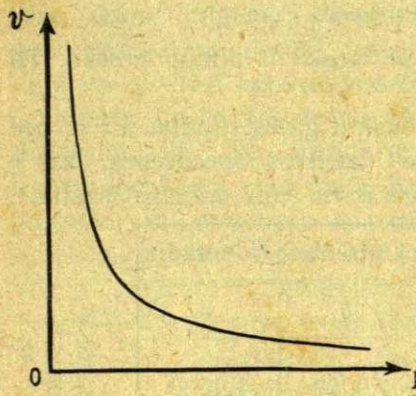
$$\frac{v_0}{v_1} = \frac{p_1}{p_0}:$$

gaze deformejas tā, ka viņas tilpums ir veenmēr speedeenam preteji proporcionals.

Šo likumu var veegli pārbaudit šādi. Ņemsim divus ar gumijas cauruli saveenotus stikla caurules galus, no kuŗeem veens ir aiztaisams ar aizgreezni un kalibrets kub. centimetros, kā zīm. 139. Eelejot dabūtā līkumā līdz noteiktai veetai dzīvsudrabu un aiztaisot aizgreezni, mēs kalibretā caurulē (pa kreisi) noslēdzam zinamu gaisa tilpumu v_0 pee atmosferas speedeena p_0. Ceļot nu vaļejo kāju augšup, varam ka tīkās mainit dzīvsudraba līmeņu diferenci un līdz ar to speedeenu uz noslēgto gaisu un tanī pašā laikā nolasit atteecigo viņa tilpumu. Vaļejo kāju lejup laizdami, mēs speedeenu pamazinam un atkal nolasam gaisa tilpuma peeaugumu. Tā dabūtee rezultati rāda, ka speedeenam līdz $p_1 = 2p_0$ ceļotees, tilpums top $v_1 = \frac{v_0}{2}$; ja speedeens ir $p_2 = 3p_0$, atteecigais tilpums ir $v_2 = \frac{v_0}{3}$ u. t. t. Tāpat ja speedeens krīt: kad viņš top $\frac{p_0}{2}$, tilpums peeaug līdz $2v_0$ u. t. t. Ņemot gaisa veetā citas gazes (ūdeņradi, chloru u. c.), mēs ari viņu deformacijās atrodam Boyle-Mariotte'a likumu.



Zīm. 139.



Zīm. 140.
Boyle'a likuma grafika.

Labaka pārskata pēc ir izdevigi dabūtos rezultatus attēlot grafiski. Vilksim ortogonalas koordinatu asis Op un Ov kā zīm. 140. un ņemsim pirmās virzeenā izmēritās speedeena un otrās — tilpuma vērtibas. Tad katrs skaitļu pāris p,v dos savu noteiktu punktu $(p_1,v_1; p_2,v_2; \ldots)$ koordinatu plāksmā, kuŗus saveenodami dabūsim noteikta veida līku liniju. Viņa tad ir Boyle'a likuma, resp. veenadibas $pv = const$ grafiskais attēlojums. Zinot viņā kādu p, mēs tūliņ redzam, kāds ir atteecigais v, vaj otradi.

Dabūtai linijai ir veena savadiba: uz abām pusem turpinata viņa ar saveem galeem tuvojas koordinatu asim, bet tomēr galigā atstātumā nekur viņas nesasneedz. Tādu liniju sauc hiperbolu, asis Op un Ov ir viņas asimptotes. Saka, ka asim ta tuvojas asimptotiski.

Boyle'a likums ir tikai tuvins likums, jo viņa veenkāršā izteiksme $pv=const$ ved pretruņās. Ja mēs domās speedeenu paleelinam līdz bezgalibai, — praktiski līdz vairak tūkstošu atmosferam, — tad sagaidams, ka gazes tilpums paliks 0. Bet tas nav eespējams, jo katrai molekulai ir noteikts, negrozams tilpums; tapēc tāds pat ir ari viņu kopuma tilpums. Pee leela speedeena molekulas gan būs sadzītas kopā, bet izzust viņas nevar. Tapēc mēs spreežam, ka Boyle'a likuma izteiksmē jaņem vērā ari molekulu pašu eeņemtais tilpums b un jaleek viņā ne v, bet $v-b$. Otrkārt, ari p ir jaņem cits. Gazes elastibā, resp. viņas pretestibā ārejam speedeenam loma ir ari molekulareem spēkeem, kas jebšu mazi, tomēr ir, un jo sevišķi, ja gaze saspeesta. Šee spēki palīdz ārejam speedeenam, tā ka pateesais speedeens ir par ārejo leelaks, teiksim $p+a$. Tā tad Boyle'a likums savā veenkāršā veidā $pv=const$ der tikai idealai gazei, kurā nav nekādu molekularu spēku, un kuras molekulas ir veenkārši materieli punkti. Realās gazēs, turpreti, jaņem

$$(p+a)\,(v-b)=const.$$

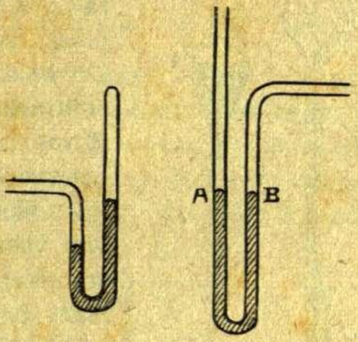
Tapēc sagaidams, ka viņas likumam: $pv=const$ it pilnigi neseko. To rāda ari novērojumi.

Regnault (Reiņjò), ņemdams noteiktu gazes tilpumu $v=1$ pee speedeena $p=1$ mēroja tos Hg-metros izteiktos speedeenus, kas v pamazina uz pusi. Nākošā tabelē ir eerakstiti viņa dabūtee rezultati:

	Gaiss	Slāpeklis	Ogļskābe	Ūdeņradis
v	p	p	p	p
1	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
$\frac{1}{2}$	1,9978	1,9986	1,9829	2,0011
$\frac{1}{4}$	3,9874	3,9920	3,8974	4,0069
$\frac{1}{8}$	7,9457	7,9641	7,5194	8,0339
$\frac{1}{16}$	15,804	15,860	13,976	16,162
$\frac{1}{20}$	19,720	19,789	16,705	20,268

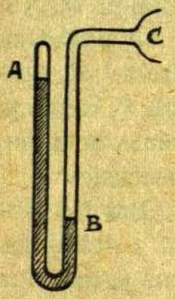
Tabele rāda, ka visas reaļās gazes no Boyle-Mariotte'a likuma atkāpjas, un jo vairak, jo leelaks ir speedeens. Atkāpšanās robežas visām gazem nav veenadas; sevišķi leelas viņas ir ogļskābei, kuŗas speedeenam pee $\frac{1}{20}v$ vajadzeja būt 20, bet kuŗš ir tikai 16,705. Tāpat nav viņām veenads atkāpšanās virzeens. Pirmām trim gazem speedeens ir mazaks par teoretisko, ūdeņradim, turpreti, leelaks. Boyle'a likums prasa, lai $\frac{p_0 v_0}{pv} = 1$. Kā redzam, ir gazes, kuŗām $\frac{p_0 v_0}{pv} > 1$, un ir tādas, kuŗām $\frac{p_0 v_0}{pv} < 1$. Pirmās saspeežamas vairak (veeglaki), otrās, peem., ūdeņradis, mazak (grūtaki). Ši gazu dažadiba ceeši saistas ar viņu kritisko temperaturu (§ 149.), kā to rāda Amagat, Andrews'a u. c. pētijumi.

§ 99. Manometri. Leelo gazu tilpuma elastibu izleeto viņu pašu speedeena mērošanai tā saucamos manometros. Manometru konstrukcijas ir dažadas, bet princips veens: Boyle-Mariotte'a likums. Zīm. 141 attēlots slēgtais manometrs. Aizkausetā viņa kājā ir gaiss, vaj cita kāda gaze, kuŗas tilpuma pamazinašanās dod gazes speedeena peeaugumu. Viņu var graduet kub. centrimetros vaj atmosferās un tā speedeenu teeši no skalas nolasit. Šis manometrs der augstu speedeenu mērošanai, bet, saprotams, jo speedeens augstaks, jo vairak jaņem vērā manometra gazes atkāpšanās no Boyle'a likuma.



Zīm. 141. Zīm. 142.
Slēgtais un vaļejais manometrs.

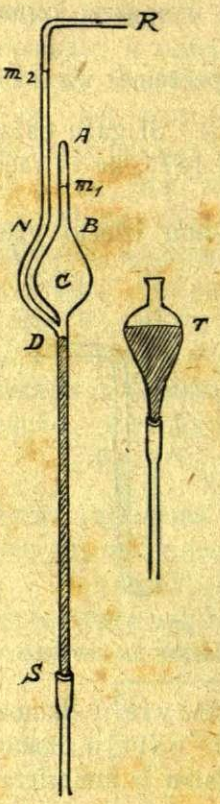
Neleeleem speedeeneem leeto vaļejo manometru (zīm. 142). Te galā A visu laiku ir atmosferas speedeens. Ja traukā, ar kuŗu manometrs saveenots, speedeens ir leelaks pār atmosferu, dzīvsudraba līmenis pee A stāvēs augstak, pee B zemak; viņu diference dos speedeena pārakumu traukā. Ja speedeens būs zem atmosferas, B būs augstak un A zemak, un atkal līmeņu diference dos speedeenu starpibu. Kad pēdejā ir leela — līdz atmosferai, — atstātums starp A un B tuvojas 76 *cm*; tapēc šādos gadijumos manometram jabūt peenācigi gaŗam.



Zīm. 143.
Saīsinatais manometrs.

Mazeem speedeeneem sevišķi noder tā saucamais saīsinatais manometrs (zīm. 143). Noslēgtā kāja A ir visa pildita ar dzīvsudrabu; kājā B līmenis ir zemaks. Kad speedeens traukā C top mazaks par AB staba speedeenu, līmenis pee A nolaižas, pee B paceļas. Viņu diference tad dod traukā palikušo speedeenu. Tā var mērot līdz 0,2 *mm* speedeenu diferences (mazakas grūti atskaitit).

Ļoti mazu speedeenu mērošanai (līdz 0,001 *mm* un mazak) leeto Mac-Leod'a manometru, sauktu ari vakuummetru. Viņa konstrukcijas un darbošanās princips dots zīm. 144. Ap 80 *cm* gara un 1 *cm* plata caurule SD beidzas ar stikla bumbuli C (500—750 kub. *cm*), kura augšpusē peemetinata teeva, 10—15 *cm* gara, galā A aizkauseta un kub. centimetros kalibreta caurule AB. Zem C pee D eet atzarojums DNm_2R uz trauku, kurā speedeens jamēro. Atzarojums tā saleekts, lai viņa daļa Nm_2 eetu tuvu un paraleli AB. Lai nebūtu kapilarās depresijas starpibas, Nm_2 ir ņemta veenada resnuma ar AB. DS apakšejo galu beezas gumijas caurule saveeno ar trauku T, pee kam caurule ir tik gara, ka T var pacelt C augstumā. T peepilda ar tīru dzīvsudrabu.



Zīm. 144.
Vakuummetrs.

Mērišanas sākumā trauks T ir lejā. Tad visa vakuummetra augšejā daļa ar R saveenojas ar mērojamo telpu. Kad speedeens ir kļuvis jau mazs (*mm* daļas), ceļam T augšup. Līdzi tam ceļas dzīvsudrabs caurulē SD un, nonācis pee D, noslēdz bumbuli C un AB no R. Ja šinī brīdī meklejamais speedeens ir p, un ja bumbuļa tilpums ir V, mums ir norobežots V kub. *cm* gazes pee speedeena p. p ir ļoti mazs, tapēc saspeedisim tilpumu V līdz mazakam. To panākam, ceļot T vēl augstak, līdz dzīvsudrabs sāk peepildit C un eespeest visu tilpumu V kalibretā caurulē AB. Peeņemsim, celšanu mēs apturam, kad dzīvsudrabs caurulē AB eespeedees līdz m_1; nosauksim m_1A tilpumu ar v, un viņā saspeestās gazes speedeenu ar P. Tad Boyle-Mariotte'a likums dod $pV=Pv$. Bet tanī pašā laikā dzīvsudrabs pacēlees ari caurulē DN, un tā kā virs viņa ir tikai speedeens p, tad viņa līmenis ir augstaks par m_1. Peeņemsim, viņš stāv pret m_2; tad, acimredzot, $m_2-m_1=h$ ir speedeenu P un p starpiba: $P=p+h$ jeb $p=P-h$. Leekot te P veetā viņu leelumu no Boyle'a likuma, dabujam

$$p=\frac{V}{v}p-h,$$

no kureenes

$$p = \frac{v}{V - v} h.$$

Ja v, salīdzinot ar V, ir ļoti mazs, tad $V - v$ veetā bez leelas kļūdas var ņemt V, un tad

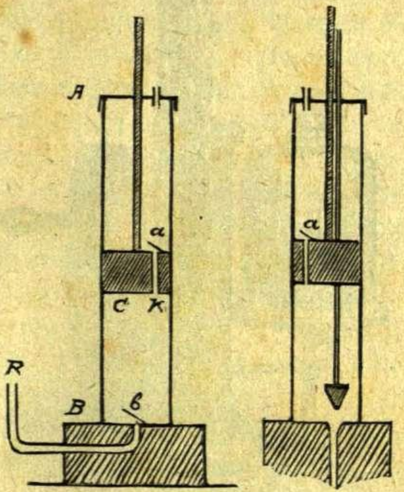
$$p = \frac{v}{V} h.$$

Tā zinot v un V, resp. $\frac{v}{V}$ un izmērojot h, mekleto speedeenu var veegli atrast. Kā redzam, jo leelaks ir V, jo leelaks pee ta paša speedeena ir h. Tapēc precizu rezultatu dabūšanai jaņem vakuummetrs ar leelu bumbuli C.

Kā peemēru ņemsim $V = 750$ kb. cm, $v = 0{,}1\ cm^3$ (AB ir kapilars) un $h = 6\ mm$; tad $p = \frac{0{,}1}{750} \cdot 6 = 0{,}0008\ mm = 8 \cdot 10^{-4}\ mm$. Ar vakuummetru var mērot speedeenus līdz $10^{-5}\ mm$.

Modernee gaisa pumpji (sk. nāk. §) dod daudz augstakus vakuumus. Viņu mērošanai Mc Leod'a manometrs vairs neder. Knudsen'am izdevās konstruet uz cita principa eerīkotu vakuummetru, ar kuŗu var mērot 10^{-8} cm speedeenu. Ari Mc Leod'a manometrs ir modificets; ar viņu tad ir mērojami vēl jo mazaki speedeeni.

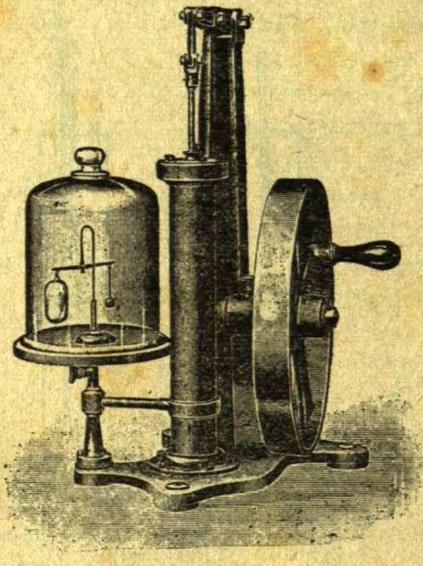
§ 100. Gaisa pumpji. Gaisa pumpis fizika laboratorijā ir veens no visnepeeceešamakeem instrumenteem. Daudzas parādibas jo sevišķi veenkārši norisinas pee zemeem speedeeneem. Tapēc ir leela vajadziba pēc aši darbojošamees un spēcigeem pumpjeem. Pūles tādus radit nav palikušas bez sekmem, un mūsu modernee pumpji leelā mērā apmeerina viņeem uzstāditās prasibas.



Zīm. 145. Virzuļpumpis.

Viņu konstrukcijas ļoti dažadas. Visveenkāršakais ir tā saucamais virzuļu pumpis (zīm. 145). Pa metala cilindru (zābaku) AB augšup un lejup staigā kātā peestiprinats virzulis C, kuŗā ir kanals K. C apvilkts ar saeļļotu ādu un tikko eeeet cilindrā, tā ka viņam staigajot gaiss nekur gaŗam neeet. Cilindra dibenā ir otrs kanals, kas beidzas ar cauruli *R* uz recipientu. Virs abeem kanaleem eerīkotas uz augšu atvēžamas vārsnes *a* un *b*. Virzulim augšup ceļotees zem viņa rodas tuksa telpa; tapēc *a*, atmosferas speesta, aizveŗas. Uz *b* speež recipienta gaiss, tapēc viņa paceļas. Tā virzulim ceļotees, gaiss no recipienta plūst pumpja zābakā. Nu laižam *C* uz leju. Tad cilindrā no recipienta eenākušais gaiss saspeežas, tapēc *b* aizveŗas un noslēdz recipientu. Kad speedeens top leelaks par atmosferu, *a* atveŗas un izlaiž saspeesto gaisu. Tas turpinas līdz virzulis nonāk cilindra dibenā. Ceļam viņu atkal: atkal *a* aizveŗas, *b* teek vaļā, un recipientā palikušais gaiss no jauna plūst pumpja zābakā. Tā pamazam, ar katru vilceenu gaiss teek no recipienta aizpumpets.

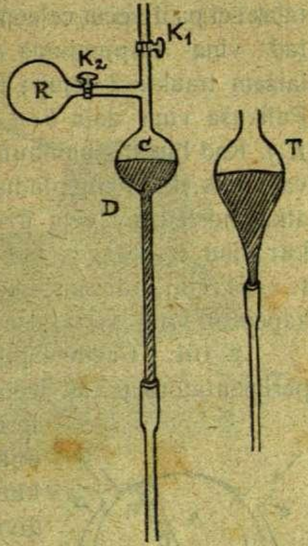
Bet šādam pumpim ir daudz trūkumu. Vispirms viņa vāršņu *a* un *b* darbiba neapmeerina. Sevišķi tas sakams par *b*, kas beidz darbotees, kad speedeena diference viņa abās pusēs top maza. Šo trūkumu cenšas novērst leetojot *b* veetā konisku metala aizbāzni, kā rādits zīm. 145, *b*, kuŗa kārts stipri berzedamās eet cauri virzulim *C*. Pēdejam lejup nākot aizbāznis aizveŗ dibena kanali; augšup celdamees *C* aizbāzni ceļ sev līdz un tā kanali atveŗ. — Otrkārt, virzulim nolaižotees vārsne *a* ir vaļā, tapēc telpā virs *b* ir visu laiku atmosferas speedeens. Tā kā *C* pilnigi dibenam peespeest nevar, starp viņeem veenmēr paleek zinams daudzums gaisa (kaitigā telpa), kas virzulim paceļotees dod zem viņa savu kaitigo speedeenu. Acimredzot gaiss no recipienta nāks pumpī tikai tikmēr, kamēr viņa speedeens būs par šo pēdejo pāraks. Tā pumpja spējas ir ar viņa kaitigo telpu aprobežotas.



Zīm. 146.
Gaedes pumpis.

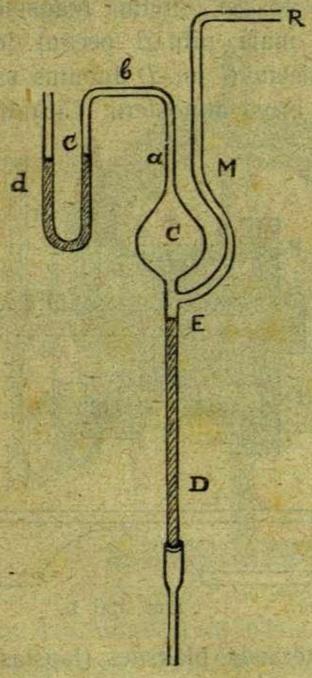
Kaitigās telpas eespaidu var pamazināt, leetojot divkāršo pumpi, — ar diveem zābakeem, kuŗu virzuļi ceļas un nolaižas pārmišus. Zābakus ar atteecigi izurbtu aizgreezni saveenojot var panākt, ka augšup ejošais virzulis pumpē gaisu no lejup ejoša virzuļa zābaka. Līdz ar to tā sasneedzama veeglaka pumpešana, jo te katrā vilceenā nav jaceļ viss virs virzuļa gulošais atmosferas speedeens. Ja šāds pumpis ir labā kārtibā, ar viņu sasneedzams vakuums 1 — 2 *mm*.

Daudz labakus rezultatus dabū ar tā saucameem eļļas pumpjeem, kuŗos visi kanalu noslēgumi ir zem eļļas, un kaitigā telpa eļļas eeņemta. Ar tādeem sasneedzams līdz 0,01 *mm* leels retinajums. Zīm. 146 attēlots veens no visjaunako konstrukciju eļļas pumpjeem — Gaedes pumpis. Viņš dod līdz 0,0001 *mm* vakuuma.



Zīm. 147. Geissler'a pumpis.

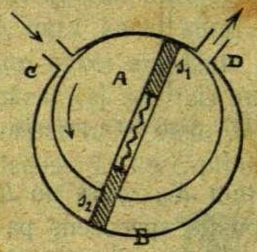
Cits princips likts dzīvsudraba pumpju konstrukcijas pamatos. Zīm. 147 attēlota tā saucamā Geissler'a pumpja schema. Kā redzam, savā būtibā viņš līdzinas zīm. 144 dotam Mc Leod'a manometram. Bumbulis C ar aizgreezni K_1 saveenojas ar ārejo atmosferu; otrs aizgreeznis ved uz recipientu R. Aiztaisot K_2 un trauku T augšup ceļot, mēs peepildam C līdz K_1 ar dzīvsudrabu. Tad aizgreežam K_1 un laižam T uz leju. Līdz ar to krīt dsīvsudrabs traukā C, atstādams virs sevis Torricelli vakuumu. Ja tagad atveŗam K_2, gaiss no R traucas uz C; tā recipientā speedeens pamazinas. Nu aizgreežam K_2, atveŗam K_1 un ceļam T atkal augšup. Bumbulis C atkal peepildas ar dzīvsudrabu. Aiztaisot K_1 un laižot T uz leju, mēs dabujam jaunu vakuumu bumbulī, kuŗā, aizgreeznim K_2 atgreežotees, plūst recipientā pārpalikušais gaiss. Tā cilajot T augšup un lejup un atteecigi rīkojotees ar aizgreežņeem K_1 un K_2, mēs recipientā esošo gazi pamazam izpumpejam.

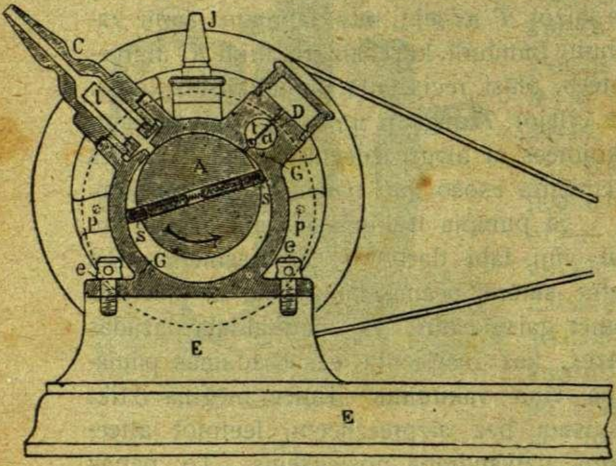


Zīm. 148. Töpler'a pumpis.

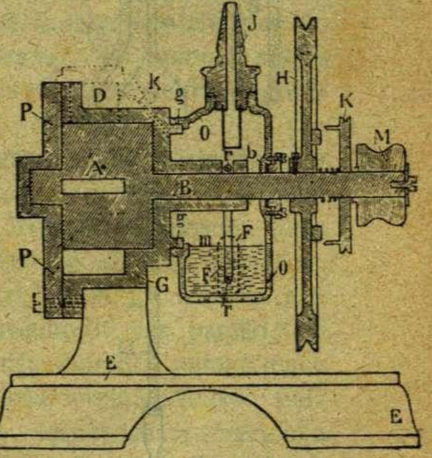
Ši pumpja trūkums ir viņa aizgreežņi. Lai viņi labi darbotos, tee jasmērē. Bet katra smēre, peem., tauki, eļļa u. t. t. laiž tomēr gaisu cauri, vaj pati atdala dažadas gazes, kas recipientā eespeezdamās pamazina viņa vakuumu. Tapēc mēģina iztikt pavisam bez aizgreežņeem, leetojot atteecigus dzīvsudraba noslēdzejus. To panāk zīm. 148 attēlotā kārtā. Caurule virs bumbuļa ir pagaŗinata un tad izleekta, kā to rāda burti *abcd*. Zem C ir atzarojums EMR, kas ved uz recipientu. Ja tagad dzīvsudrabs caurulē D ceļas, tad sasneedzis E, viņš recipientu no C nošķiŗ (to agraki darija aizgreeznis K_2) un tāļak eet pa diveem ceļeem: ceļas augšup pa EM un speežas bumbulī C un tad viņa turpinajumā *abcd*, izspeezdams no tureenes gaisu. Tagad laižam trauku T lejup; tad dzīvsudrabs nolaizdamees pee b pārtrūkst. Palikušā viņa daļa *bcd* nu noslēdz C no āreenes (agrak aizgreeznis K_1). Kad līmenis bumbulī C būs nonācis līdz E, viņā būs Torricelli vakuums, kuŗā nu plūdīs recipienta R gaiss. Ceļot T par jaunu, mēs atkal noslēdzam ceļu uz R un dzenam no viņa uzņemto gaisu uz *abcd*, kur viņu izspeežam, tad no jauna viņu nolaižot, radam vakuumu u. t. t.. Tā šinī, tā saucamā Töpler'a pumpī, nav nekādu aizgreežņu, kapēc ar viņu sasneedzamais vakuums ir līdz 0,002 *mm.**)

§ 101. Gaede's pumpji. Nule aprakstitee pumpji prasa no eksperimentatora pārak leelu uzmanibu un darbu, bet viņu darba spējas ir deezgan mazas. Nedaudz gadus atpakaļ parādijās Gaede's konstruetee pumpji, kuŗeem šo trūkumu nav. No viņeem pagaidam aprakstisim divus: tā saucamo kapselpumpi un rotejošo dzīvsudraba pumpi, atstājot viņa molekularpumpi vēlakam (§ 120). Pirmā princips tiks skaidrs no schematiskā zīm. 149. Masivs metala cilindrs A ekscentriski greežas ap asi dobumā (kapselē) B tā, ka viņa augšejā mala pilnigi peeguļ dobuma seenai. Ar kanaleem C un D dobums saveenojas ar āreeni — C ar recipientu, D ar brīvo atmosferu. Cilindrā


Zīm. 149.


Zīm. 150, a.

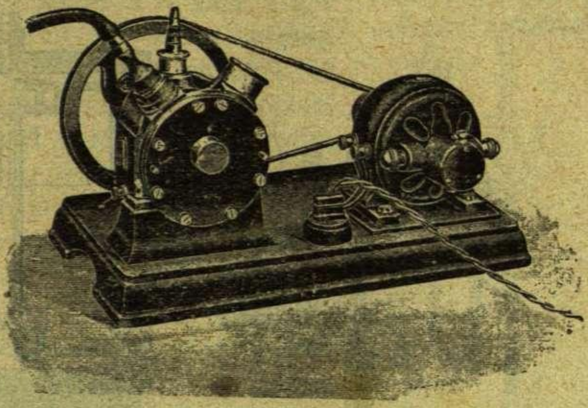
Kapselpumpja schema.


Zīm. 150, b.

ir spraugas, kuŗās radiali eeguļ divasbeezas tērauda plāksnes (lāpstas)

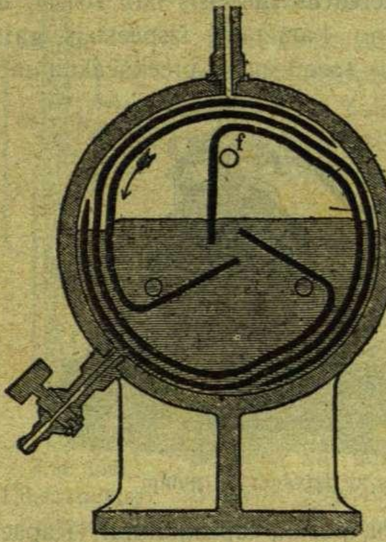
*) Kā veegli saprotams, šāds pumpis tanī pašā laikā ir ari Mc Leod'a manometrs.

s_1, s_2, kas spiraļu f speestas ar savām ārejām malam visu laiku ceeti peekļaujas dobuma seenām. Ja A greežas bultas norāditā virzeenā, lāpstas s_1, s_2, gaisu pee C aizgrābdamas, slauka viņu uz D un tur izspeež. Ja D būs eerīkots tā, ka izspeestais gaiss atpakaļ nākt nevarēs, gaiss pastāvigi plūdīs no C, resp. recipienta uz D. Zīm. 150 dod ši pumpja konstrukcijas sīkumus. Dzen viņu ar neleelu ($\frac{1}{8}HP$) elektromotoru. Pumpis strādā ļoti ātri, 10—15 minutēs izpumpedams 6 litru tilpuma trauku līdz 0,01 *mm*. Viņa attēls dots zīm. 151.



Zīm. 151. Kapselpumpis.

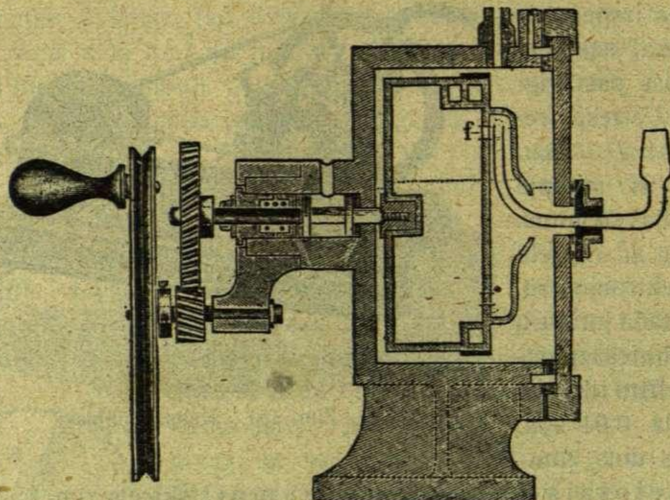
R o t e j o š a i s d z ī v s u d r a b a p u m p i s skicets zīm. 152 un 153. Čuguna trauka cilindriskā eedobumā, kurš drusku pāri pusei peeleets ar dzīvsudrabu (ap 20 *kg*), ap asi greežas, čuguna vaj porcelana kamerās eedalits, galos aiztaisits cilindrs. Kameras ir trīs; viņu seenas zīm. 152 attēlotas ar resnām melnām linijam. Veenā cilindra galā preti katrai kamerai ir caurumi f, kas viņas saveeno ar to telpu, kurā beidzas no recipienta nākošas caurules R gals (skat. zīm. 153). Cilindram bultas virzeenā greežotees, kameras kreisajā pusē dzīvsudrabā eegrimst, labā paceļas. Kad viņas eegrimst, f paeet zem Hg-līmeņa un tā tās no recipienta atveeno. Viņās eeplūstošais dzīvsudrabs speež gaisu rotacijai pretejā virzeenā pa kameru seenu starpu uz kanalu r, no kureenes viņš aizeet. Zem līmeņa kameras pilnigi peelejas ar dzīvsudrabu, un labajā pusē paceldamās, ir pilnigi tukšas (T o r i c e l l i vakuums). Bet tanī pašā brīdī viņas ar saveem f saveenojas ar recipienta telpu. No pēdejā gaiss plūst viņās eekšā, pee nākošās eegrim-



Zīm. 152. Hg-pumpis.

šanas teek izspeests u. t. t. Tā cilindram, resp., kamerām nepārtraukti greežotees, gaiss teek no recipienta izpumpets.

Šis pumpis retina līdz 10^{-5} *mm.* Bet strādat viņš var tikai otram pumpim palīdzot. Kā no abeem zīmejumeem veegli saprotams, viņa



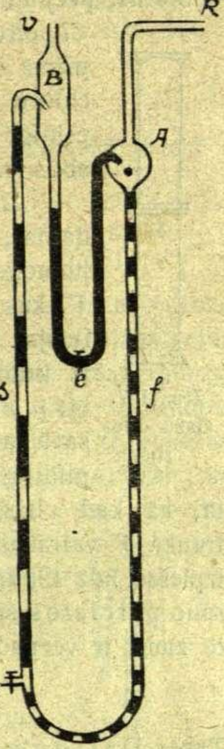
Zīm. 153. Gaedes Hg-pumpis no sāneem.

eekšeenē dažadās veetās ir dažadi speedeeni. Ja viņš teeši būtu sakarā ar brīvo atmosferu, šo speedeenu diferences sneegtos līdz 76 *cm*, un pumpis nevaretu darbotees. Tapēc no kameram izspeestais gaiss ir jalaiž telpā, kuŗā būtu tikai daži *mm* speedeena („preekšvakuumā").

Zīm. 154. Gaedes kapselpumpis ar dzīvsudraba pumpi.

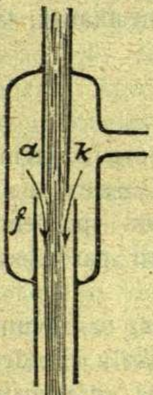
To panāk saveenojot viņu ar kādu citu, peem., kapselpumpi. Kapselpumpis („kā preekšpumpis") pēdejam nolūkam ari bij taisits. Zīm. 154 dod šādu „Geade's agregatu."

§ 102. Sprengel'a un ūdensstrūklas pumpis. No gaisa pumpjeem, kas automatiski darbojas, minesim vēl divus: Sprengel'a dzīvsudraba pumpi un tā saucamo ūdensstrūklas pumpi. Pirmā schema ir redzama zīm. 155. Bumbulis *B* ar izleektu cauruli *e* saveenojas ar otru *A*. No pēdejā augšup eet caurule *R* uz recipientu, lejup teēva un ap 1 *m* gaŗa *f*, kas pee *h* sastop aizgreezni un tad pāreet augšup vērstā caurulē *s*. *s* beidzas atkal bumbulī *B*. *B* un *e* ir pilditi ar dzīvsudrabu. Kad aizgreeznis *e* ir vaļā, dzīvsudrabs eetek *A*; regulejot aizgreezni, var likt dzīvsudrabam pa *f* krist atsevišķeem pileeneem. Tad katrs pileenu pāris eeslēdz neleelu, no recipienta nākošu gaisa tilpumu un dzen viņu lejup.



Zīm. 155.
Sprengel'a pumpis.

Lai nokritušo dzīvsudrabu atkal uz *B* paceltu, pēdejo caur *v* saveeno ar kādu preekšpumpi, peem., ūdensstrūklas pumpi (sk. tāļak). Tad tas vispirms aizvāc ar *Hg* lejā nonākušo gaisu, otrkārt, kad *h* ir drusku vaļā, uzrauj pašu dzīvsudrabu augšā. Tā *Hg*, cirkuledams caurulēs *f* un *s*, pamazam pumpē no *A*, resp. ar viņu saveenotā recipienta, gaisu ārā. Šāds pumpis dod augstu vakuumu, bet viņa darba spēja ir maza.



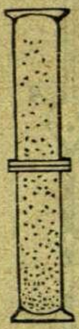
Zīm. 156.
Udensstruklas pumpis.

Ūdensstrūklas pumpis (injektors) āttēlots zīm. 156. Pa smaila gala cauruli *a* zem leela speedeena eet stipra ūdensstrūkla. *a* galā viņai preti stāv otra *f*, kuŗā eešļākdamās, viņa aizrauj līdz gaisu no kameras *k*, līdz ar to no ta trauka, ar kuŗu *k* saveenots. Pee 3—4 atm. ūdensspeedeena (ūdensvadā) ar šādu veenkāršu pumpi var dabūt retinajumus līdz 15—20 *mm*.

Ši pumpja darbiba izskaidrojama ne tikai ar mechanisku gaisa molekulu aizraušanu. Te palīdz ari tas, ka ūdensstrūklai ātri tekot, viņas hidrodinamiskais speedeens caurules *a* šaurā galā top negatīvs, t. i. mazaks par atmosferas speedeenu. Tapēc apkārtejais gaiss plūst turpu un strūkla to aizrauj.

§ 103. Gazu difuzija. Dalton'a likums. § 89 aprakstitās šķidrumu difuzijas parādibas mēs izskaidrojām ar viņu molekulu kustibu. Gazēs molekulas ir vēl jo brīvakas, viņu ātrumi vēl jo leelaki, kapēc sagaidams, ka viņās difuzija būs jo sevišķi intensiva. Novērojumi to ari apstiprina.

Novērot viņu var tāpat kā pee šķidrumeem. Ņemsim divus stikla cilindrus, peepildisim veenu ar kādu smagu un krāsainu gazi, peem., Cl, otru ar veeglu, peem., H_2 un tad otro apgāzisim virs pirmā kā zīm. 157. Tad drīzi veen mēs sākam manit zaļo chloru augšejā cilindrā. Pēc kāda laika abas gazes ir pilnigi sajaukušās, kā homogens maisijums peepildīdamas abus cilindrus.



Zīm. 157. Gazu difuzija.

Difuzijas dēļ gazes, teeši saskardamās, nevar palikt nodalitas, bet pamazam sajaucas, peepildidamas trauku kā homogens maisijums. Tad viņām katrai ir trauka tilpums V, kas ir leelaks par viņu agrakeem tilpumeem. Pēc difuzijas katras gazes tilpums ir peeaudzis, tapēc speedeens ir kritees. Ja pirms difuzijas tilpums un speedeens bija v_1, p_1, tad pēc tās viņi ir $V > v_1$ un $p_1' < p_1$. Dalton's savā laikā atrada, ka p_1' ir tas pats, kā kad gaze peepilditu tilpumu V veena pati, t. i. gaze eeņem trauku V tā, kā kad citas gazes tur nebūtu. Tapēc $p_1 v_1 = p_1' V$. Ja salaiž traukā V vairakas gazes ar sākuma tilpumeem $v_1, v_2, v_3, \ldots$, viņas izplešas līdz tilpumam V un viņu speedeeni top $p_1', p_2', p_3' \ldots$ Šos sauc parcialos speedeenus. Tā kā viņi veens no otra neatkarigi, tad to zuma ir veenada ar dabūtā maisijuma speedeenu P:

$$P = p_1' + p_2' + p_3' + \ldots.$$

Tapēc Dalton'a likumu var izteikt, sakot, ka gazu maisijuma speedeens ir veenads ar viņu parcialo speedeenu zumu. Tas atteecinams ari uz atmosferas gaisu, kuŗa speedeens rodas no slāpekļa, skābekļa, ūdenstvaiku u. c. gaisa gazu parcialeem speedeeneem.

Kādai gazei otrā difundejot, viņas speedeens un līdz ar to blīvums difuzijas virzeenā veenmērigi krītas. Eedomasimees vertikalu cilindru, kuŗā gaze difundē augšup, ka zīm. 157 chlors ūdeņradī, un ņemsim viņā divus šķērsgreezumus a un b, atstātumā h veenu no otrā. Ja pee a gazes blīvums ir δ_a un pee b δ_b, tad $\frac{\delta_a - \delta_b}{h}$ ir blīvuma kriteens jeb gradients. Novērojumi rāda, ka laikā t kādam starp a un b gulošąm šķērsgreezumam c izgājušais gazes daudzums M ir jo leelaks, jo leelaks ir blīvuma gradients, laiks t un cilindra šķērsgreezuma laukums σ:

$$M = D \frac{\delta_a - \delta_b}{h} \sigma t.$$

Te D ir proporcionalitates faktors, saukts abu ņemto gazu savstarpejās difuzijas koeficients. Viņš ņemtajam gazu pārim ir raksturigs un dod to veenas gazes daudzumu, kas pee gradienta 1 eetveenā *sec* cauri veenam cm^2. Viņa dimensija tāpat kā šķidrumu difuzijas koficientam ir

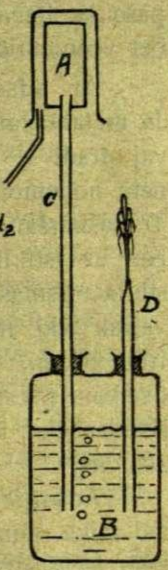
$$[D] = \frac{cm^2}{sec} = cm^2 . sec^{-1}.$$

D atkarajas ari no gazes temperaturas T (∞T^2). Nākošā tabelē ir dotas viņa vērtibas dažām gazem pee $0^0 C$:

	H_2-O_2	H_2-CO	H_2-CO_2	O_2-CO_2	CO_2—gaiss
$D=$	0,722	0,642	0,558	0,180	0,151.

Pee gazem novērojama ari osmoze, t. i. difuzija caur porozu seenu. Ja stikla traukā lēni laiž smago CO_2, viņš beeza slāņa veidā noguļas trauka dibenā, radot ar gaisu, kas virs viņa, krasu robežu. Pēdejo novērojam, eelaižot traukā ar elpu (N_2 un CO_2 maisijums) pildītu zeepju burbuli: burbulis nolaižas un nonācis līdz CO_2 robežai, apstājas. Bet drīzi veen viņš paleek leelaks, sāk grimt tāļak un beidzot nonāk dibenā. Ta eemeslis ir CO_2 difuzija cauri burbuļa seenām.

Tukšs nededzinata māla cilindrs A (zīm. 158) hermetiski uzstiprinats stikla caurules C galā, kuras lejas gals eet caur korķi divkaklainā pudelē B ar ūdeni. Apvēžot pār cilindru leelaku glāzi un laižot zem pēdejās ūdeņradi, mēs pee B redzam paceļamees gaisa burbulīšus. Tas ir tas gaiss, ko ūdeņradis, difundedams cilindrā A, no tureenes izspeedis. Difuzija ir tik strauja, ka ja otrā pudeles kaklā hermetiski ar korķi eestiprina cauruli D ar smailu galu, ūdens pa viņu šļācas augstas strūklas veidā. — Tagad noņemam glāzi, tā iznīcinadami ūdeņraža atmosferu ap cilindru. Nu viņā H_2 koncentracija, resp. speedeens ir leelaks kā ārpusē, kapēc ūdeņradis nāk no viņa ārā, speedeens cilindrā pamazinas, un udens caurulē C paceļas.



Zīm. 158.

Kā šķidrumos, tā ari te difuzija ir abpuseja, t. i. ari gaiss pastāvigi difundē cauri cilindra seenām ūdeņradim pretejā virzeenā. Bet gazu difuzijas ātrumi ir dažadi. Graham's atrada, ka viņi ir preteji proporcionali kvadratsaknem no gazu blīvumeem (sk. § 105). Tapēc ūdeņradis eet cilindrā $\sqrt{14,4} = 3,79$, t. i. gandrīz 4 reizes ātraki, nekā gaiss no viņa izeet: mēs novērojam speedeena peeaugumu cilindrā.

Gazes difundē ari caur mazak porozām seenām, peem., metaleem, un sevišķi pee augstas temperaturas. Tā, peem., CO_2 leelā mērā speežas cauri kaučukam. Sarkani nokaitetas platina caurules 1,1 *mm* beezai seenai caur 1 viņas cm^2 eet veenā minutē līdz 50 kub. *mm* ūdeņraža cauri.

Saprotams, difuzija atkarajas kā no ņemtā metala, tā ari gazes. Tā ūdeņradis eet viņai veegli cauri metalam paladijam (*Pd*), ogles oksids *CO*, turpreti, ļoti maz. Tapēc, laižot H_2 un *CO* maisijumu pa sakarsetu *Pd* cauruli, var viņus veenu no otra pilnigi atdalit. — Ari stikls pee augstas temperaturas (600°) top gazem caurlaidigs.

§ 104. Adsorpcija. Okluzija. Absorpcija. Katra gazē noveetota ķermeņa virsmu gazes molekulas nepārtraukti bombardē. Tās no viņām, kuras virsmai tuvojas ar mazeem ātrumeem, apstājas un ķermenim peelīp. Šīm peelīp atkal nākošās lēnās molekulas, un tā ar laiku ķermenis pārklājas ar plānu gazes kārtu. Šo parādibu sauc a d s o r p c i j u.

Adsorbetās gazes kārta ir visai plāna, jo ķermeņa molekularee spēki sneedzas netāļi. Līdz ar to viņas blīvums ir ļoti leels. Q u i n c k e domā, ka pašai virsmai teeši peeguļošos slāņos viņš ir veenāds ar paša ķermeņa blīvumu. Tā adsorbetā kārtā ir domajams visai straujš, bet veenmērigs blīvuma kriteens.

Ar adsorpciju izskaidrojamas tā saucamās M o s e r'a figuras. Ja metala naudas gabalu vaj medali peespeež labi notīritam stiklam, vaj otradi — notīritu monetu ilgi gulejušam stiklam — un tad, monetu noņemot, stiklam uzelpo, uz viņa parādas monetas reljefa attēls. Te saskaršanās veetās pirmā gadijumā monetas adsorbetais gaiss pāreet uz stiklu, otrā — no stikla uz monetu. Tapēc tanīs veetās stikla virsmas īpašibas mainas, un uzelpotee ūdens tvaiki kondensejas vairak vaj mazak. Tāpat ari izskaidrojams sekošais. Ja ar kādu irbu, peem., sērkociņu, loga rūtij kaut ko uzraksta un tad šim neredzamam rakstam uzelpo, viņš tūliņ top redzams: ūdens tvaiki mazak kondensejas tanīs veetās, no kurām rakstot adsorbetais gaiss ir noslaucits.

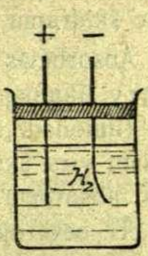
Adsorpcija atkarajas kā no ņemtā ķermeņa, tā ari gazes dabas; tad laika, temperaturas u. c. Sevišķi leela viņa ir čauganos ķermeņos, kam leela virsma, peem., oglē. 1 cm^3 koka ogles pee 0° *C* un 760 *mm* adsorbē:

H_2	O_2	CO_2	SO_2	NH_3
1,75	9,25	35	65	90 kub. *cm.*

Temperaturai krītot adsorpcija peeņemas. Tā līdz šķidra gaisa temperaturai (—192° *C*), atdzeseta koka ogle adsorbē ūdeņradi ap 40, slāpekli ap 10 un skābekli ap 15 reizes vairak kā pee 0°. Šo ogles īpašibu izleeto vakuumtechnikā, lai aizdabūtu pēc pumpešanas vēl palikušo gazi: starp recipientu un pumpi noveeto trauku ar kokosreeksta ogli un tad, kad pumpešana beigusees, eegremdē viņu (trauku) šķidrā gaisā. Tādā kārtā sasneegtā vakuuma speedeens nav vairs ne ar kādeem manometreem konstatejams (§ 148).

Uz ķermeņa virsmas sabeezedama, gaze saspeežas, kapēc viņas temperatura paceļas. Dažos gadijumos ta var sneegtees visai augsti. Ja stipri adsorbejošeem platina sodrejeem laiž virsū deggazes strūklu, gaze tā sakarst, ka pati aizdegas.

Gazu saistišanās ar ceeteem ķermeņeem neaprobežojas ar adsorpciju veen; ari dziļak viņas eespeežas. Uz to norāda jau pag. § aprakstitā gazu difuzija cauri metaleem. Ceets ķermenis uzsūc sevī zinamu daudzumu gazes, veens vairak, otrs mazak, saistot sevī viņas molekulas. Šo gadijumu sauc **okluziju**. Sevišķi eevērojams šinī ziņā ir metals paladījs: veens viņa tilpums okludē līdz 1200 tilpumu ūdeņraža; līdz ar to viņa paša **tilpums peeņemas** par $\frac{1}{10}$ no agrakā. Var aprēķināt, ka okludetā H_2 blīvums ir $\delta = 1,7$. Tas labi novērojams, ja ūdeņradi dabū elektrolitiskā ceļā, ņemot kā katodi (elektrodi, kas saveenota ar elementa negativo polu) plānu ap 3—4 *cm* gaŗu *Pd* plāksniņu. *Pd* okludē attīstito H_2 un sevišķi daudz pret anodi vērstajā pusē; plāksniņas tilpums te peeņemas, tapēc viņa izleecas, kā to rāda zīm. 159. Ja strāvas virzeenu pārmaina, plāksniņa atleecas atpakaļ, jo tagad okludetais H_2 no viņas aizeet.



Zīm. 159.
H_2-okluzija.

Adsorpcija un okluzija daudzreiz rada leelas nepatikšanas, kad vajadzigas pilnigi tīras metala virsmas. Ja metals ir vakuumā, tad okludetās gazes, pamazam difundedamas no viņa (metala) ārā, pamazina vakuumu; viņa virsmai ir citadas īpašibas, kad viņa ir pārklāta ar gazes kārtu u. t. t. Ar pumpešanu veen te nepeeteek, jo izrādas, ka gaze metalā ir ļoti stipri saistita. Vislabakais līdzeklis te ir viņa karsešana pa pumpešanas laiku. Tad gazes aizeet daudz ātrak un pilnigak. Stikls, peem., jau pee 360°—400° top no viņām brīvs.

Ari šķidrumi, būdami ar gazi sakarā, viņu uzsūc (okludē.) Šo gadijumu sauc gazes **absorpciju**. Tāpat kā ceetos ķermeņos, viņa atkarajas no ņemtā šķidruma un gazes dabas. Sek. tabelē ir peevesti veena ūdens kub. *cm* absorbeto dažu gazu tilpumi (kub. *cm* pee 15° *C* un 760 *mm*), tā saucamee **absorpcijas koeficienti**:

N_2	H_3	O_2	CO_2	H_2S	SO_2	NH_3
0,0168	0,0188	0,0341	1,0020	3,2386	47,32	785.

Sevišķi leela ir pēdejās gazes — amoniaka absorpcija. Atzīmejams ari tas, ka skābeklis ūdenī teek vairak absorbets kā slāpeklis; tapēc dabas ūdeņi ir ar pirmo bagataki. Tam leela nozīme ūdens dzīvneeku elpošanā.

Temperaturas eespaids uz gazu absorpciju ir visai leels. To rāda sekojošee skaitļi preekš amoniaka un ogles dioksida ūdenī.

t	NH_3	CO_2
0^0	1300	1,80
10^0	868	1,18
20^0	712	0,90
25^0	636	—

Tapēc šķidrumu karsejot viņu var no absorbetām gazem atbrīvot.

Absorbetās gazes daudzums ir speedeenam teeši proporcionals. (Henry likums). To labi demonstrē tā saucamee atspirdzinošee dzēreeni (limonade, selters u. c.) Attaisot seltera pudeli, mēs no viņas izlaižam virs šķidruma sakrājušos CO_2 un tā speedeenu pamazinam. Ūdenī absorbetā gaze tagad top brīva un pūslišu veidā nāk no viņa ārā. Te eevērojams tas, ka šo pūslišu radišanai ir vajadzigi centri, ap kuŗeem viņi varetu sākt augt. Ja pilnigi atgarojušā selterī vaj alū eebeŗ cukuru, smiltis vaj taml., viņi sāk visai strauji no jauna putot. Te CO_2 pūslišeem palīdz rastees ap cukura graudiņeem adsorbetais gaiss.

§ 105. Gazu iztecešana. Gaze iztek pēc teem pašeem likumeem, kas valda šķidrumos. Atšķiriba te tikai ta, ka gazes ir saspeežamas, šķidrumi ne. Tapēc stacionarā gazes strāvā jarēķinas ne ar kādam šķērsgreezumam cauri ejošu viņas tilpumu, bet masu.

Šķidrumos maza cauruma gadijumā mēs iztecešanas ātrumu dabujām

$$v = \sqrt{2gh}.$$

Gazēs tas ari tā būtu, ja viņas būtu ņemtas h augstos stabos un nebūtu saspeežamas (ar pastāvigu blīvumu δ_0). Bet ja gaze ir eespeesta traukā ar tilpumu V, tad viņai ir zinams speedeens p, kas dod $pV = const$, un cits blīvums δ. Tapēc te $h\delta$ veetā ir jaņem p. Ja uz gazi speež P_0 un iztecešanas veetā pretspeedeens ir P, tad $p = P_0 - P$. Tas kopā ar augšejo formulu dod:

$$v = \sqrt{2g\frac{P_0 - P}{\delta}}.$$

Gazei tukšā telpā eetekot $P=0$. Ja tas ir gaiss pee atmosferas speedeena, tad $P_0 = 1033{,}3 \frac{gr}{cm^2}$ un $\delta = 0{,}00129$. Tas dod

$$v = 396 \frac{m}{sec}.$$

Ar tādu ātrumu gaiss traucas vakuumā.

Kā redzam, gazes iztecešanas ātrums ir preteji proporcionals viņas blīvuma kvadratsaknei. To var izleetot divu gazu blīvumu salīdzinašanai (Bunsen'a metode). Ja veenādos apstākļos iztek divu gazu veenadi tilpumi, viņu iztecešanas laiki t_1 un t_2 stāv preti iztecešanas ātrumeem kā

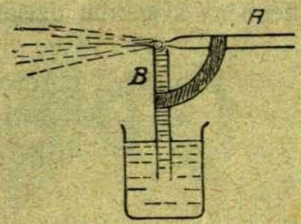
$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{v_1}{v_2},$$

tapēc

$$\frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{t_1^2}{t_2^2}.$$

Ūdeņradim $\delta = 0{,}00009$, gaisam $\delta = 0{,}00129$. No ta aprēķinam, ka ūdeņradis iztek $\sqrt{14{,}4} = 3{,}79$, t. i. gandrīz 4 reizes ātraki, kā gaiss tajos pašos apstākļos. Ar to izskaidrojama zīm. 158. attēlotā difuzijas parādiba.

Kad iztecešanas ātrums ir peeteekoši leels un tecešanas veeta, peem., iztecešanas caurums, ir peeteekoši šaura, gazes hidrodinamiskais speedeens, tāpat kā šķidrumā, top negativs. Tapēc ap iztecešanas veetu apkārtejās atmosferas speedeens pamazinas. Šī īpašiba likta tā saucamā smidzinataja (pulverizatora) konstrukcijas pamatā. Caurules A smailajam galam (zīm. 160) perpendikulari preti noveeto ar lejas galu kāda šķidrumā eegremdetu otru cauruli B. Pūšot A cauri stipru gaisa strāvu, mēs viņas galā virs B dabujam mazaku speedeenu, kapēc šķidrums pa B kāpj augšup un, gaisa plūsmā eekļuvis, sadalas sīkos pileeniņos un eet viņai līdz.



Zīm. 160. Smidzinatajs.

Ja izsteeptas lūpas saleek tā, ka starp viņām paleek neleels caurumiņš, un tad no dažu *mm* atstātuma spēcigi pūš pret neleelu horicontalu papira gabaliņu, papirs ceļas lūpam preti un turas viņām klāt tik stipri, ka pat vertikalā stāvoklī neatkrīt: tādu papiru nekur nopūst nevar. Te gaiss, sparigi izspeests cauri šaurai izejai, izplesdamees zaudē daļu no sava speedeena. Tapēc telpā starp lūpam un papiru speedeens ir mazaks par atmosferas speedeenu, un pēdejā dzīts, papirs speežas lūpam klāt.

§ 106. Berze gazēs. Virpuļi. Gazu adsorpcijai un difuzijai ir leela loma pee viņu berzešanās. Ja gaze plūst gar kādu ceetu ķermeni, peem., caurules seenu, ap pēdejo rodas adsorbeta kārta, kas ar viņu nekustami saistas; tapēc gazes ārejee slāņi savā kustibā apstājas. Šo parādibu sauc gazes ārejo berzi.

Adsorbetam slānim slid garam nākošais. Daļa viņa molekulu difundē adsorbetā un tur zaudē savu ātrumu; tapēc viņa ātrums top mazaks. Tas pats sakams par nākošo trešo un viseem tāļakeem: difuzijas dēļ katrs tee zaudē daļu no savām ātrakām molekulam un viņu veetā eegūst jau pagausinatā slāņa lēnās molekulas. Tā, sākot no caurules serdes un ejot uz viņas seenas pusi, mēs sastopam arveen mazakus tecešanas ātrumus; pee pašas seenas viņš ir 0. Tecešana noteek tā, itkā starp gazes slāņeem darbotos kāds ātrumam preti vērsts spēks F. Ta ir gazu eekšejā berze.

Berze ceeši saistita ar teem faktoreem, kas nosaka gazes molekulu kustibas raksturu, peem., temperaturu, molekulu masu u. t. t. Tapēc katras gazes berzi var izteikt ar viņai īpatneju skaitli, ko sauc berzes koeficientu. Ja divu gazes slāņu kopejā virsma ir S, viņu atstātums h un tecešanas ātrumi v_1 un v_2, tad novērojumi rāda, ka

$$F = \gamma S \frac{v_1 - v_2}{h};$$

te γ ir gazes eekšejās berzes koeficients. Viņu var aprēķināt, laižot gazei tecet pa šauru cauruli, vaj novērojot viņā kāda ceeta ķermeņa svārstibu dzišanu. Tā dabūti sek. skaitļi:

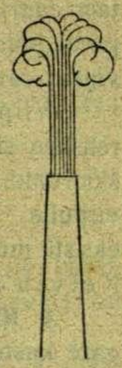
Gaze	Argons	Skābeklis	Slāpeklis	Ūdeņradis
γ	0,0002114	0,0001926	0,0001671	0,0000841.

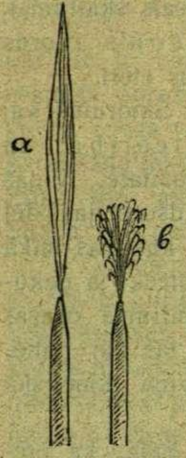
Eevērojams te tas, ka γ ir no gazes blīvuma, resp. speedeena neatkarigs: vaj gaze ir blīva, vaj retinata, viņas berze ir veenmēr ta pati (Maxwell'a likums, sk. § 121).

Ar berzi izskaidrojamas daudzas parādibas gazēs. Viņas dēļ kāda gaze, otrā eeplūzdama, drīzi veen zaudē savu strūklas veidu. Tas novērojams rāmā laikā dūmeem no skursteņa paceļotees. Ja dūmu ātrums ir peeteekoši leels, viņu plūsma no sākuma ir krasi norobežota (zīm. 161). Bet zinamā atstātumā, jo leelakā, jo leelaks ir dūmu ātrums, strāvas malas sāk atleektees, dūmi sāk „mutuļot".

Tas noteek tur, kur ārejās berzes pēc dūmu strūklas ārejās daļas ir kļuvušas peeteekoši gausas un eet lēnaki nekā eekšejās.

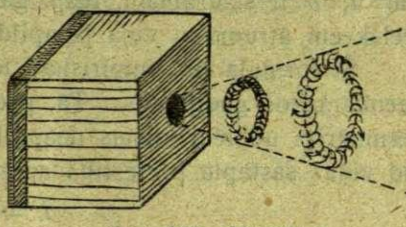
Daudz agraki sākas mutuļošana, ja apkārtejo gaisu kautkā satrīcina. Ja deggaze pee augsta speedeena izplūst pa smailu caurules galu, tad aizdegta viņa dod smailu, meerigi un bez trokšņa degošu leesmu (zīm. 162, *a*). Bet ja leesmas tuvumā rada kādu troksni — svilpšanu, šņācošu skaņu, atslēgu žvadzešanu u. t. t., viņa saraujas un sāk sprēgat (*b*). Te, acimredzot, molekulu kustiba uz abu gazu (gaze — gaiss) robežas ir maz stabila, kapēc katrs skaņas vilnis strūklas līdzsvaru var veegli izjaukt. Šādu leesmu leeto akustikā kā skaņu indikatoru („jūtigā" leesma).


Zīm. 161. Dūmu mutuļi.



Zīm. 162. „Jūtigā" leesma.

Ari tā saucamo virpuļu izcelšanās ir vedama ar berzi sakarā. Ja gaze izplūst pa trauka seenā eetaisitu caurumu, viņas strūklas ārejās malas teek kustibā apturetas; eekšejās, turpreti, skreen agrakā ātrumā. Tapēc ari te gaze sāk mutuļot. Ja viņu no trauka izstumj ar īsu grūdeenu, un ja viņas masa nav pārak leela, viņa izveidojas skrejošā gredzenā (zīm. 163). Tā rodas tā saucamee virpuļi. Viņi ērti novērojami ar tabakas dūmeem, kuŗus eelaiž kastē, kam dibens aizvilkts ar audeklu. Pēdejam uzsizdami, pa kastes preekšejo caurumu dabujam skaistus dūmu gredzenus. Ilgaki par viņeem turas salmiaka miglas gredzeni. Viņus dabū noveetojot kastē trauciņu ar sālsskābi (HCl) un tad tur eesmidzinot amoniaku (NH_3).


Zīm. 163. Virpuļi.

Kā zīmejumā rādits, gaisa, resp. dūmu daļiņas, nepārtraukti riņko ap gredzena aploku. Tapēc gazes virpuļu īpašibas var salīdzināt ar rotejoša ceeta ķermeņa īpašibam. Stārp citu, viņeem ir visai leela formas elastiba. Ja savā ceļā virpulis atsitas pret kādu ceetu preekšmetu, viņš atlec no ta kā pilnigi elastigs ceets ķermenis. Tāpat izturas ātri sagreezts un tad vaļā palaists noslēgts ķēdes gredzens. No kastēs izlaists neredzams gaisa virpulis nodzēš dažus metrus atstātu noliktu sveci.

Virpuļi darbojas ari veens uz otru, un pee tam ļoti raksturigi. Ja viņus izlaiž veenu pakaļ otram, viņi kustas taisnā virzeenā. Bet tad preekšejais sāk augt platumā, pagausinadams savu kustibu; otrais, turpreti, saraujas un kustas straujaki. Pirmo panācis, viņš izskreen tam cauri un aizeet viņam preekšā, tad atkal kustas lēnaki, pastāvigi peeaugdams, līdz viņu panāk tagad pakaļejais, kas, sarāvees, izskreen viņam cauri u. t. t. — Ari šķidrumos ir virpuļi dabujami.

Virpuļu teorijai daudz ir devis H. v. Helmholtz's. Viņa teoretiskee slēdzeeni labi saskan ar nupat aprāditeem novērojumeem; ari šķidrumu virpuļeem viņi derigi. Kā veens no teem ir atzīmejams, ka virpulis, nesastapdams nekur nekādas pretestibas (ideals šķidrums), eksistē mūžigi. Reiz radees, viņš neizzūd. W. Thomson's (Lords Kelvin's) savā laikā domaja atomus kā šādus virpuļus eterī.

§ 107. Ceets ķermenis šķidrumā, resp. gazē. Šķidrumā vaj gazē kustedamees, ceets ķermenis sastop zinamu pretestibu, un jo leelaku, jo leelaka ir šķidruma, resp. gazes viskozitate. Viņas cēlonis ir šķidruma eekšejā berze, jo adhezijas, resp. adsorpcijas dēļ ķermenis aplīp ar zinama beezuma molekulu kārtu, kas kustibas laikā saistas ar pārejām šķidruma molekulam. Tas pats noteek, ja nekustams ķermenis stāv tekošā šķidrumā. Berzes dēļ šķidrums cenšas ķermeni aizraut sev līdz, tā uz viņu speezdams. Ja tas nav panākams, šķidruma paša plūsma deformejas, mainas viņa kinetiskā enerģija; līdz ar to rodas daudz interesantu parādibu.

Te valdošee likumi maz noskaidroti. Novērojumi rāda, ka pretestiba ir ātrumam proporcionala, bet viņu funkcionelais sakars mums nav zinams. Ja ātrums ir mazs, var peeņemt pirmās pakāpes proporcionalitati, ja leelaks (20 *m/sec*), jaņem otrā pakāpē. Tad der formula

$$F = av + bv^2,$$

kur a, b ir šķidrumam, resp. gazei, raksturigas konstantes. Pee vēl leelakeem ātrumeem viņa japapildina ar cv^3.

Ši formula ir empiriska; teoretisku ceļu te var eet tikai dažos veenkāršakos gadijumos. Tā, peem., tad, ja ceeta lode ar radiusu R veenmērigi un lēni kustas neaprobežoti plašā šķidrumā ar ātrumu v; tad viņas sastaptā pretestiba aprēķinama kā

$$F = 6\pi\gamma Rv,$$

kur γ ir šķidruma (gazes) berzes koeficients. Šo formulu deva Stokes, kapēc ta pazīstama viņa vārdā. Kā redzam, F ir tas spēks, kas japeeleek lodei, lai viņa varetu veenmērigi kustetees ar ātrumu v. Ja viņa kustas zem sava smaguma eespaida (krīt), tad dzenošais spēks te ir $\frac{4}{3}\pi R^3(\delta' - \delta)g$ (δ' — lodes, δ — šķidruma blīvums), un

$$\frac{4}{3}\pi R^3(\delta' - \delta)g = 6\pi\gamma Rv.$$

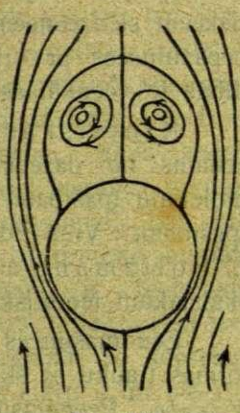
Zinadami δ', δ un γ un izmērodami krišanas ātrumu, mēs no šīs veenadibas varam aprēķināt R:

$$R=3\sqrt{\frac{\gamma v}{2g(\delta-\delta')}}.$$

Šķidrums, resp. gaze tek kanalā (caurulē) meērigi tikai tad, kad viņa ātrums v nepārsneedz zinamu robežu. Kad

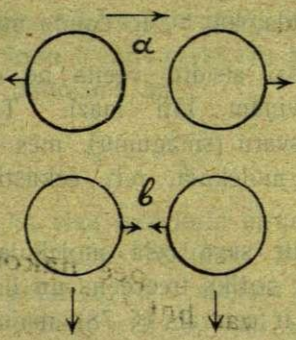
$$v>\frac{A\gamma}{\delta R},$$

kur R ir caurules radiuss un A pastāvigs skaitlis ($=$ ap 1000), eestājas sarežģijumi: seenu saistitais šķidrumu slānis atraujās, un strāvā rodas virpuļi. Virpuļi rodas ari ap kuru katru šādā tekošā šķidrumā noveetotu preekšmetu. Zīm. 164 attēloti virpuļi ap nekustigu lodi. Strāva šinī gadijumā ir turbulenta.

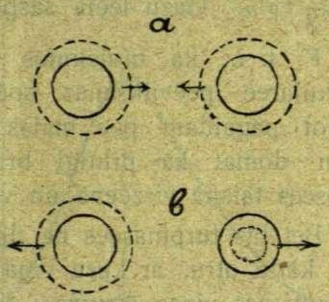


Zīm. 164.
Lode tekošā škidrumā.

Turbulences likumi maz vēl pazīstami; viņas teorija ir ļoti grūta. Tapēc tuvak pee viņas neuzkavesimees. Atsīmesim tikai veenu gadijumu, kuram ir zinams sakars ar § 87. beigās sacīto. Ja neaprobežoti plašā šķidruma, resp. gazes plūsmā noveeto divas lodes tā, ka viņu centru linija sakrīt ar plūsmas virzeenu, lodes veena no otras atgrūžas. Ja centru linija ir plūsmai perpendikulara, lodes peevelkas. Tas pats noteek, ja lodes pašas kustas meerā stāvošā šķidrumā (zīm. 165). Ja lodes, zinamā atstātumā veena no otras būdamas, pulsē, t. i. periodiski maina savu tilpumu, viņas atgrūžas,



Zīm. 165.



Zīm. 166.

ja pulsaciju fazes ir pretejas (veena saraujas, otra izplešas, zīm. 165,*a*) un peevelkas, ja pulsacijas ir veenadas (zīm. 165,*b*). Viss tas ceļas no tam, ka ap lodem rodas šķidruma (gazes) virpuļi, kuŗi darbojas veens uz otru.

Šo parādibu teorijai ir leeļa nozīme, jo vairak tapēc, ka abu ložu peevilkšanās, resp. atgrūšanās, kā to rāda novērojumi, noteek pēc likuma, kas līdzigs Ņutona gravitacijas likumam: viņa ir teeši proporcionala ložu tilpumeem un preteji proporcionala viņu atstātuma kvadratam. Tā tad ari te ložu savstarpejo darbibu rada viņu apkārtne — šķidrums.

§ 108. Kinetiskā gazu teorija. Maxwell'a likums. Veelas molekulari-kinetiskā teorija, kas līdz šim mums palīdzeja izprast un izskaidrot novērotās veelas īpašibas, būs mums noderigs ceļa vadonis ari turpmak. Tapēc atzīmesim vēl visā isumā dažus no viņas teoretiskeem slēdzeeneem, atstājot sīkaku iztirzajumu vēlakam, kad būsim eepazinušees ar siltuma parādibam. Tā kā gazēs vispāri visas parādibas jo veenkāršas, tad eesāksim ar pēdejām.

Kinetiskās gazu teorijas pamatlicejs ir Krönig's. Izeedams no dažeem hipotetiski peeņemteem pamatpostulateem par molekulu īpašibam, viņš matematiskā ceļā taisa slēdzeenus par gazes īpašibam. Viņa idejas paplašinaja Clausius's un Maxwell's. L. Boltzmann'a rokās ši teorija ir kļuvusi par veenu no visskaistakām teoretiskā fizikā.

Eedomasimees kādu ar gazi, peem., gaisu, pilditu paralelepipeda formas trauku ar šķautnem a, b, c (zīm. 168). Tad gazes tilpums ir $V = abc$. Peeņemsim, ka visas viņas molekulas ir veenadas uu veenkāršibas pēc domasim viņas kā absoluti elastigas lodes ar masam m un radiuseem ρ. Tad, ja veenā trauka tilpuma veenibā ir n molekulu, visā traukā viņu ir $N = nabc$, un viņu eeņemtais tilpums ir $V_1 = \frac{4}{3}\pi\rho^3 n$. Gazu leelā saspeežamiba rāda, ka V_1 ir daudz mazaks par V, t. i., ka molekulas gazē ir visai atstātu veena no otras, molekularee peevilkšanās spēki starp viņām ļoti mazi. Tapēc, atstājot pagaidam pee malas molekulu svaru (smagumu), mēs viņas varam domat kā pilnigi brīvas. Tad molekula, reiz eekustinata, kustesees taisnā virzeenā un veenveidigi.

Bet tas turpinasees ne ilgi. Kaut kur savā ceļā molekula sastaps kādu otru, ar kuŗu viņa sadursees; notiks treeceens un līdz ar to mainisees viņas ātrums. Ja treeceens ir centrals (§ 78), mainisees ātruma skaitliskā vērtiba, ja slīps, ari virzeens. Pēc tam viņa ees atkal taisnā virzeenā, bet pee nākošās sadursmes ātrums mainisees no jauna. Treeceens var būt tāds, ka molekula pavisam apstājas, bet var ari gaditees, ka reizi no reizes veenā un tanī pašā virzeenā treekta, molekula eegūst visai leelu ātrumu. Tā viņas kustiba ir pilnigi nejauša, chaotiska un nekontrolejama.

Tas pats sakams par visām citām molekulam. Nemitigi uz visām pusem šaudidamās un sadurdamās, viņas pastāvigi maina savu virzeenu un ātrumu. Un ja ari kādā mirklī mēs viņu kopumā raditu kaut kādu kārtibu, leekot, peem., viņām kustetees noteiktā virzeenā un ar noteiktu ātrumu, tad tomēr jau nākošā mirklī tas viss būtu izjaukts; kustiba būtu chaotiska, kur viss padots nejaušibai. Šāds chaotisks stāvoklis ir gazei raksturigs; viņš ir tās dabiskais stāvoklis, kurā ta brīvē atstāta neizbēgami nonāk.

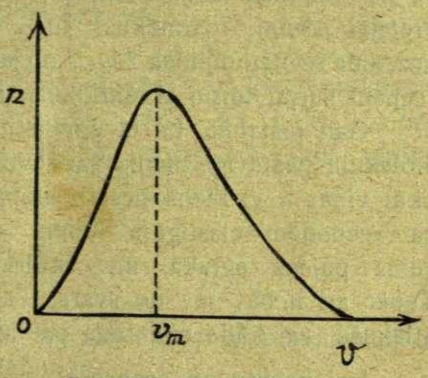
Bet raksturigi nu ir tas, ka ari šinī chaosā valda stingra likumiba. Kaut gan kādā mirklī gazē ir dažadi kustibu ātrumi, kā visai leeli, tā ari mazi — teoretiski runajot no $v=0$ līdz $v=\infty$, tad tomēr ne visi viņi ir veenadi beeži sastopami. Noteiktos apstākļos pārsvarā ir tikai nedaudzi; kā pārak leeli, tā pārak mazi ir sastopami reti, un jo retaki, jo vairak viņi no pārejeem atšķiŗas Te ir tas pats, ko novērojam statistikā. Reģistrejot, peem., kāda leelaka ļaužu daudzuma, teiksim kādas pilsētas eedzīvotaju auguma gaŗumu, mēs sastopam kā visai leelus, tā mazus augumus, bet reti; leelakais vairums, turpreti, svārstas ap videjo, caurmēra augumu. Tapēc ari gazes molekulu kustibas aprakstam ir leetojamas statistiskās metodes, kuŗas dibinas uz varbūtibas teorijas slēdzeeneem. Maxwell's ir mācijis, kā ar tām aprēķināt to molekulu skaitu n, kuŗu ātrumi ir rodami noteiktās robežās starp v un $v+\Delta v$:

$$n = A\frac{N}{G^2} e^{-\frac{3}{2}\frac{v^2}{G^2}} v^2 \Delta v.$$

Te A ir konstante, e naturalo logaritmu baze, N molekulu skaits traukā un G tā saucamais videjais molekulu kvadratiskais ātrums; viņš dabujams kā

$$G^2 = \frac{\Sigma v^2}{N},$$

t. i. kā visu molekulu ātrumu kvadratu videjais leelums. Zīm. 167. šī n atkariba no v attēlota grafiski. Kā redzam, n ir 0, kad $v=0$ un $v=\infty$ (ļoti leels). Tas nozīmē, ka sādu ātrumu molekulu skaits ir neecigs.

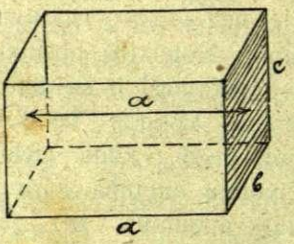


Zīm. 167. Maxwell'a likums.

n ir visleelaks, kad $v=v_m=\sqrt{\frac{2}{3}}\,G$. Tas tad ir visbeežaki sastopamais ātrums gazē, saukts visvarbūtigakais. Jo tāļaki domatās ātruma robežas ir no v_m, jo mazaks ir viņām peekrītošo molekulu skaits. Tā augšejā formula un viņas grafika dod to likumu, pēc kuŗa ātrumi kādā gazē sadalas starp viņas molekulam (Maxwell'a reparticijas likums).

§ 109. Gazes speedeens. Boyle'a likums. Savā skrējeenā gazes molekulas atsitas pret ta trauka seenām, kuŗā viņas atrodas, tā uz viņām speezdamas. Ja zinamas dažas domatās gazes molekulu īpašibas, tad kinetiskā teorija dod eespēju šo speedeenu aprēķināt.

Ņemsim pag. § miñeto paralelepipeda formas trauku (zīm. 168.) ar šķautnem a, b, c, tilpumu $V = abc$ un molekulu skaitu $N = nabc$.



Zīm. 168.

Sanumuresim domās visas molekulas, nosaucot viņu ātrumus kādā mirklī ar v_1, v_2, v_3,...., un sadalisim šos pēdejos trijās ortogonolās, šķautnem paralelās komponentēs. Līdz ar to mēs visas molekulas itkā sadalam trijās grupās. Pirmās grupas molekulas kustas a virzeenā ar ātrumeem v_{1a}, v_{2a}, v_{3a}..., otrās un trešās grupas molekulas eet paraleli šķautnem b un c ar ātrumeem v_{1b}, v_{2b}, v_{3b}... un v_{1c}, v_{2c}, v_{3c}... respektivi. Greezisim vēribu uz pirmo no viņām un sekosim kādai viņas molekulai, peem., tai, kuŗas ātrums ir v_{1a}.

Nonākusi līdz seenai bc pa labi, ši molekula no viņas atsitisees. Ņemot vērā § 73. sacito, spreežam, ka ar to viņa zaudē no sava momenta

$$mv_{1a} - (-mv_{1a}) = 2mv_{1a},$$

ko kā impulsu eegūst seena. Nu molekula skreen pa kreisi līdz pretejai seenai. Nonākusi tur, viņa atkal atsitas un nāk atpakaļ, nezdama seenai impulsu $2mv_{1a}$ no jauna. Tā pastāvigi starp abām pretejām seenām šurpu turpu skraididama, molekula tās periodiski bombardē.

Gan jaatzīmē, ka tā aprakstitā skraidišana ir fiktiva, jo pateesibā molekula pastāvígi maina savu virzeenu. Bet tā kā mūs te interesē tikai viņas a virzeenā nestais impulss, resp. moments, tad, atminotees, ka veenadām elastigām lodem centrali saduŗotees, viņu momentu zuma paleek agrakā, mēs molekulu sadursmi varam vērā neņemt. Tapēc ari nebūt nav no svara, vaj nākošā impulsa neseja ir agraki atlekušā, vaj kāda cita tāda pat ātruma molekula.

Lai noeetu no veenas seenas līdz otrai, molekulai vajaga $\frac{2a}{v_{1a}}$ *sec*; tā tad veenā sekundē viņa šo ceļu nostaigā $\frac{v_{1a}}{2a}$ reizes. Tapēc veenā sekundē seenas eegūtais impulss ir $p_1 = 2mv_{1a}\frac{v_{1a}}{2a} = m\frac{v_{1a}^2}{a}$. Bet ari visas citas pret seenu bc vērstās pirmās grupas molekulas nesīs viņai savus impulsus $p_2 = m\frac{v_{2a}^2}{a}$, $p_3 = m\frac{v_{3a}^2}{a}$, ... Viņus zumejot, veenā sekundē seenai atdoto kopejo impulsu P dabujam kā

$$P = \frac{m}{a}(v_{1a}^2 + v_{2a}^2 + v_{3a}^2 + \ldots)m = m.\frac{\Sigma v_a^2}{a}.$$

Aprēķinot viņu uz veenas virsmas veenibas, dabujam pret seenu bc vērsto gazes speedeenu kā

$$p_a = \frac{P}{bc} = m\frac{\Sigma v_a^2}{a.bc}.$$

Bet nu pārejo divu grupu molekulas, kuŗu ātrumi vērsti pret seenām ab un ac, ne ar ko no nupat aplūkotām neatšķiŗas. Tapēc viņu radito speedeenu p_b un p_c izteiksmēm varam analoģijas pēc rakstit

$$p_b = m\frac{\Sigma v_b^2}{b.ac},$$

$$p_c = m\frac{\Sigma v_c^2}{c.ab}.$$

Tā kā gaze savā visumā ir meerā, tad viņas hidrostatiskais speedeens visos virzeenos ir veenads. Tapēc $p_a = p_b = p_c = p$. Saskaitot augšejās veenadibas, dabujam

$$3p = \frac{m}{abc}(\Sigma v_a^2 + \Sigma v_b^2 + \Sigma v_c^2).$$

Bet ātrumu komponentes ir ortogonalas. Tapēc kaut kādai molekulai, peem., pirmai, $v^2 = v_{1a}^2 + v_{1b}^2 + v_{1c}^2$. Tas rāda, ka nule dabūtās zumas saskaitot, mēs dabūsim visu traukā esošo molekulu ātrumu kvadratu zumu $\Sigma v^2 = v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 + \ldots$ Tas dod

$$p = \frac{1}{3}\cdot\frac{m}{abc}\Sigma v^2.$$

Šīs veenadibas labās puses skaititaju un sauceju ar n reizinadami un atminedamees, ka $n\,abc = N$, mēs dabujam

$$p = \frac{1}{3}\,n\,m.\frac{\Sigma v^2}{N}.$$

$\frac{\Sigma v^2}{N}$ ir molekulu videjais kvadratiskais ātrums, kuŗu pag. § apzīmejām ar G^2. Tā tad galigi

$$p = \frac{1}{3} n m G^2.$$

Šī ir kinetiskās gazu teorijas pamatveenadiba. Ņo viņas, starp citu, varam dabūt ātrumu G. Ņemot vērā, ka nm ir veena domatās gazes cm^3 masa, kuŗas skaitliskā vērtiba ir veenada ar viņas blīvumu δ, mēs dabujam

$$G = \sqrt{3 \frac{p}{\delta}}.$$

p un δ ir teeši izmērojami, tapēc G veegli aprēķinams. Kā peemēru ņemsim atmosferas gaisu normalos apstākļos (760 mm, $0^0 C$). Tad $p = 1{,}01 . 10^6 \frac{dine}{cm^2}$, $\delta = 0{,}00129$ un

$$G = \sqrt{\frac{3 . 1{,}01 . 10^6}{0{,}00129}} = 48500 \frac{cm}{sec} = 485 \frac{m}{sec}.$$

Tanīs pašos apstākļos ūdeņradim $G = 1843 \frac{m}{sec}$, t. i. gandrīz 2 km, slāpeklim $G = 492 \frac{m}{sec}$, ogles dioksidam (CO_2) $G = 392 \frac{m}{sec}$.

Videjais molekulu ātrums ir $\Omega = \frac{\Sigma v}{N}$. Ir peerādams, ka

$$\Omega = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} G,$$

tā tad mazaks par G. Gaisam viņš ir 446 $\frac{m}{sec}$, slāpeklim 453 un ūdeņradim 1698 $\frac{m}{sec}$. Vēl jo mazaks ir visvarbūtigakais ātrums v_w, par kuŗu runajām pag. §. Aprēķini rāda, ka

$$v_w = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Omega = \sqrt{\frac{2}{3}} G.$$

Reizinasim dabūto kinetiskās teorijas formulu ar gazes tilpumu V:

$$pV = \frac{1}{3} nm V G^2 = \frac{1}{3} Nm G^2.$$

Nm te tad ir ņemtās gazes masa M, tapēc $pv = \frac{1}{3} MG^2$, jeb

$$pV = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{2} MG^2.$$

$\frac{1}{2} MG^2$ nu ir gazes molekulu videjo kinetisko enerģiju zuma, vaj citeem vārdeem, gazes eekšejā enerģija. Apzīmedami viņu ar J, rakstam

$$pV = \frac{2}{3} J.$$

J atkarajas tikai no gazes temperaturas, tapēc, ja pēdejā nemainas,

$$pV = const.$$

Tā Boyle-Mariotte'a likumu dabujam kā teešu kinetiskās teorijas slēdzeenu.

Trešā nodaļa.

Siltums.

Termometrija.

§ 110. Temperatura. Apkārtejee preekšmeti, mūsu meesai peeskardamees, rada savadu fizioloģisku sajūtu, ko apzīmejam vārdeem: silts, auksts, karsts. Šo sajūtu uz āreeni objektivedami, mēs kā viņas cēloni domajam pašu šo preekšmetu savadās īpašibas un sakam, ka viņi ir silti, auksti u. t. t. Tā blakus jau apskatitām mechaniskām u. c. veelas fizikalām īpašibam mēs rodam jaunas, un līdz ar to kā viņu cēloni jaunu fizikalu faktoru — siltumu.

Novērojumi rāda, ka ķermeņa siltuma īpašibas nav paleekošas, pastāvigas, bet mainigas, jo viņš, skatotees pēc apstākļeem, var būt auksts, aukstaks, silts, karsts u. t. t. Tā būdams „silts" un nākot sakarā ar otru, kuŗu mūsu sajūta apzīmē kā „aukstu", viņš savas siltuma īpašibas zaudē; otrs, turpreti, viņas eegūst. Tas turpinas tik ilgi, kamēr viņi abi netop veenadi silti (auksti). Tā tad ķermenim var būt dažadas siltuma pakāpes, dažadas temperaturas.

Kāda ķermeņa temperatura ir noteiktā kārtā saistita ar viņā esošo siltuma daudzumu. Uzlūkojot pēdejo kā zinamu fizikalu leelumu, kas izmērojams atteecigās veenibās, mēs saprotam, ka ari temperatura — ķermeņa sasiluma pakāpe — ir pilnigi noteikts leelums. Tapēc ari viņu var mērot, izvēlotees atteecigu mēru veenibu un kādu noteiktu viņas vērtibu peeņemot kā izejas punktu — normaltemperaturu.

Temperaturas jēdzeenā savu fizioloģisko sajūtu likdami, mēs kā normalo peeņemam sava ķermeņa temperaturu. Ja domatā temperatura ir augstaka par pēdejo, mēs runajam par siltumu, ja zemaka — par aukstumu. Kā redzam, tā definetais temperaturas jēdzeens ir pilnigi subjektivs un kā tāds ļoti nenoteikts. Vispirms jau mūsu ķermeņa temperatura nav pastāviga, otrkārt, te loma ir ari daudzeem citeem fizioloģiskeem eespaideem. Tapēc ķermenis, kas zinamos apstākļos mums izleekas silts, citos var būt auksts. Tā, peem., karstai rokai kāds preekšmets izliksees auksts, aukstai turpreti viņs būs silts. Aiz ša eemesla precizai temperaturas definicijai un viņas skalas radišanai jameklē citas pazīmes, kur mūsu subjektivismam nebūtu nekādas lomas. Tādu atrod tajās pārmaiņās, kuŗas ķermeņu tilpums pārceeš viņu temperaturai mainotees.

§ 111. Siltums kā molekularā kustiba. Siltumu kā fizikalu leelumu definedami un viņa daudzumu ar ķermeņa temperaturu mērodami, mēs neko par viņa būtibu neizsakam. Veenigais, uz ko teešee novērojumi norāda, ir tas, ka viņš var kvantitativi mainitees; kādā ķermenī viņa var būt vairak vaj mazak. Viņa dabas noskaidrošanai tapēc jaeet parastais ceļš, ņemot palīgā kādu hipotezi, kas saskanetu ar novēroteem fakteem.

Gandrīz līdz 19. gadu simteņa vidum siltumu uzlūkoja kā substanci, šķidrumam līdzigu veelu, kas var pāreet no ķermeņa ķermenī. Kādā ķermenī eetecedams, viņš ta temperaturu paceļ; viņam aizejot, ķermeņa temperatura krītas. Tāpat kā šķidrums, viņš ir līdzsvarā tikai tad, ja visās veetās viņa ir veenads daudzums, t. i. ja ķermenī vaj vairaku ķermeņu sistemā visās veetās ir veenada temperatura („speedeens"). Ja tas nav, viņš plūst no tām veetam, kur temperatura ir augstaka, uz tām, kur viņa zemaka. Tapēc divu kopā saliktu ķermeņu, peem., kopā saleetu šķidrumu temperaturas izlīdzinas, bet veenmēr tā, cik veenā veetā siltuma pazūd, tik otrā viņa parādas. Tā tad siltuma substance nav iznīcinama, ne ari no jauna radama. Bet kādā ķermenī eetecedama, viņa tā materielo masu un svaru nemaina, jo kermeņa masa, kā novērojumi rāda, no temperaturas neatkarajas. Tapēc siltums bija jadomā kā šķidrums bez svara un masas (flogistons, ķalorikums).

Bet šai hipotezei runā preti daudzi novērojumi. Jau sen bija pazīstami mechaniski procesi, kuŗos siltums r o d a s, un kuŗos viņa izcelšanās nenoteek uz cita siltuma rēķina. Tādi ir, peem., berzešanās procesi. Divus ledus gabalus bezgaisa telpā veenu gar otru berzedams, D a v y tos pārvērta šķidrumā. Te kušanai vajadzigais siltums radees beržot, jo kā tāds no citureenes viņš eeplūst nevareja. Tāpat viņš rodas divam materielām masam saduŗotees, peem., pee kalšanas, un pee tam jo leelakā mērā, jo leelaks ir abu masu kinetisko enerģiju zūdums treeceena brīdī. Tas rāda, ka siltums, kas te rodas, ir saistits ar mechanisko enerģiju; viņš parādas tur, kur kāds enerģijas daudzums zūd. Tapēc itin dabiski ari te uzturet spēkā enerģijas neiznīcibas postulatu un peeņemt, ka ari s i l t u m s i r z i n a m a e n e r ģ i j a s f o r m a. Bet mechaniskā enerģija ir pirmā kārtā kinetiskā enerģija. Kāda gan var būt ta, kas rada kādā ķermenī esošo siltuma daudzumu? Atbildi te dod veelas molekulari-kinetiskā teorija: ta ir ķermeņa molekulu kinetiskā enerģija.

Atgreezisimees pee zīm. 83 attēlotā ceeta ķermeņa molekularās strukturas modeļa. Molekulas viņā turas kopā ar savām atrakcijam (spiralem), radot zinamu konfiguraciju. Katrai viņai ir apkārtejo spēku līdzsvara noteikta veeta. Ja molekulu no tureenes izdzen, izjauktais spēku līdzsvars rada reakciju, q u a s i - e l a s t i s k u spēku, kas viņu dzen atpakaļ. Tapēz molekula, atvēzta un tad vaļā palaista, izdara svārstibas kustibu, oscillejot ap savu līdzsvara veetu ar noteiktu amplitudi un frekvenci. Bet nu saprotams, ka viņas svārstiba nevar palikt bez eespaida uz pārejām molekulam. Periodiski raustitas, viņai tuvakās ari eešūpojas, tās savukārt eešūpo nākošās, un tā pamazam visas viņas eerosinas kustibā. Ja molekulas nekur sev ceļā nesastop nekādas pretestibas (berzes), viņu kustiba ir nemitiga. Tā nemitiga molekulu oscillacija (vibracija) ir ceeta ķermeņa dabiskais stāvoklis. Tāpat tas ir šķidrumos un gazēs; tikai te molekulu kustibas neaprobežojas ar oscillacijam, bet top par translacijas kustibam.

Bet ja molekula kustas, viņai ir zinama kinetiska enerģija $\frac{1}{2}mv^2$. Visu molekulu enerģiju zuma ir tas, ko gazes gadijumā mēs § 109. nosaucām viņas eekšejo enerģiju J. Kā mēs redzejām, ja gazes speedeens ir p un tilpums V, tad

$$pV = \frac{2}{3}J.$$

Sasildisim tagad gazi; tad viņas tilpums peeņemas līdz V_1 un enerģija top J_1, bet ari tagad

$$pV_1 = \frac{2}{3}J_1.$$

Tā kā veenmēr $V_1 > V$, tad $J_1 > J$. Tas rāda, ka gazei sasilstot, t. i. siltumu uzņemot, viņas eekšejā enerģija peeaug. Ari ceetos un šķidros ķermeņos tas tā. Tapēc dabiski peeņemt, ka šī enerģija nav nekas cits, ka ķermenī esošais siltuma daudzums Q:

$$Q = \Sigma \frac{1}{2}mv^2.$$

Tā ķermeņa siltumu saprazdami, mēs redzam, ka viņa daudzums ir noteikts ar diveem faktoreem: ķermeņa masu un viņa molekulu kustibas intensitati. Jo leelaka ir masa, jo vairak ķermenis sevī satur siltuma. Bet veegli saprotams, ka kādam ķermenim peeskardamees, mēs sajūtam ne visu šo siltumu. Ja tas tā būtu, tad no veenā telpā, peem., istabā esošeem preekšmeteem siltaks būtu tas, kuŗa masa ir leelaka. Veenigais, ko mūsu nervu sistema uzņem, ir molekulu kustibas intensitate. Ja domatā preekšmeta molekulas kustas intensivaki nekā mūsu meesas molekulas, mēs dabujam siltuma sajūtu, ja lēnaki, mēs jūtam aukstumu. Tādā kārtā mēs eegūstam noteiktu jēdzeenu par ķermeņa temperaturu kā viņa molekulu kustibas intensitati. Apzīmedami viņu ar T, proporcionalitates faktoru ar k, mēs varam rakstit

$$\frac{1}{2} mv^2 = kT,$$

jo $\frac{1}{2} mv^2$ ir kustibas intensitates izteiksme.

Kā redzam, šādi definetais siltuma daudzums un temperatura ir daudz noteiktaki nekā pag. §. fizioloģiski definetee. Līdz ar to te pilnigi pazūd subjektivi-dualistiskais jēdzeens par siltumu un aukstumu: ķermenis ir veenmēr „silts", kamēr veen kustas viņa molekulas. Siltuma nav un veela ir pilnigi auksta tad, kad viņā $v = 0$. Tad $Q = 0$ un ari $T = 0$. Tas dod eespēju radit absolutu temperaturu skalu, kuŗai teoretiskos aprēķinos ir leela nozīme (§ 116.). Tapēc ari mēs uz preekšu siltumu uzlūkosim kā enerģijas formu, ar viņu daudzuma saprazdami ņemtā ķermeņa molekulu kinetisko enerģiju zumu.

Ķermeņa sasilšana, resp., atdzišana no šī veedokļa raugotees ir veegli saprotama. Tanīs veetās, kur temperatura augstaka, molekulas kustas straujaki. Nākot sakarā ar mazak straujām, viņas pamazam eerosina ari šīs, bet tanī pašā laika zaudē daļu no sava straujuma. Kad laika deezgan, kustibas enerģija veenmērigi izlīdzinas pa visu molekulu kopumu. Tad visās veetās viņu videjais ātrums ir veenads, visur veenada temperatura. Tā siltuma plūsma nav nekas cits ka molekularās enerģijas pāreja, siltuma izlīdzināšanās kadā ķermeņu sistemā — viņu molekulu kinetiskās enerģijas izlīdzināšanās.

§ 112. Termiskā izplešanās. Termometrs. Pag. § minetās absolutās temperaturas skalas realizešana rada gŗūtibas, tapēc praksē temperaturu mēro, izejot no kādas patvaļigi par normalu peeņemtas, praktiskai dzīvei tuvas temperaturas. Kā viņas maiņas rādītaju, saprotams, leeto ne mūsu subjektivo sajūtu, bet kādu fizikalu parādibu, kas mainas līdz ar viņu. Par tādu parasti ņem ķermeņu tilpumā maiņu.

Molekulari-kinetiskā teorija leek šādu maiņu sagaidit. Ņemsim, peem., kādu ceetu ķermeni un domās sekosim viņa molekulu svārstibai, kad viņa temperatura peeaug. Kādā brīdī viņa molekulu amplitudes ir pilnigi noteiktas. Oscilledamas ap savām līdzsvara veetām uz visām pusem, molekulas itkā peepilda zinama leeluma sferas, kuŗu radiusi ir oscillaciju amplitudes. Tapēc molekulas atrodas noteiktos atstātumos veena no otras; līdz ar to ķermenim ir noteikts tilpums. Temperaturai peeaugot, peeaug oscillaciju amplitudes; molekulu svārstibas top leelakas; molekulas veena no otras attālinas. Tapēc peeaug ari ķermeņa tilpums. Kā redzams, tas noteek amplitudu, tā tad ari temperaturas peeaugumam proporcionali. To rāda ari novērojumi, un ne tikai pee ceeteem, bet ari šķidreem un gazejadeem ķermeņeem. Šo tilpuma peeaugumu mēs saucam termisko izplešanos un temperaturas mērošanai izleetojam termometros.

Praksē visvairak leetotais ir dzīvsudraba termometrs. Teeva, cik spējams viscaur veenada radiusa stikla kapilara galā izpūš neleelu bumbuli *B* (zīm. 169), kuŗu līdz ar kapilara daļu peepilda ar tīru dzīvsudrabu. Tas panākams šādā kārtā. Bumbuli eepreekš labi sasilda; tad viņā esošais gaiss izplešas un daļa no viņa aizeet Šinī brīdī kapilara vaļejo galu eegremdē tīrā dzīvsudrabā. Bumbulī palikušais gaiss, atdzisdams, saraujas, tapēc viņa speedeens pamazinas un dzīvsudrabs, ārejās atmosferas speests, eet bumbulī. Pēc tam silda viņu no jauna; atkal daļa gaisa aizeet, tad atdzesē un atkal eedabū jaunu dzīvsudraba porciju. Ta rīkojas, kamēr viss rezervuars un daļa kapilara peepildits.

Zīm. 169. Termometrs.

Lai dzīvsudrabs termometrī paliktu tīrs, kapilara gals jaaiztaisa, bet tā, lai kapilarā nepaliktu gaiss, jo tas neļautu dzīvsudrabam brīvi izplestees. To panāk termometru sasildot, kamēr visu kapilaru eeņem dzīvsudrabs, un tad viņa galu aizkausejot. Kapilaram atdzeestot, dzīvsudrabs saraujas un kapilarā nolaižotees rada virs sevis vakuumu.

Šāds rīks var kalpot kā termoskops, kas rāda savas un līdz ar to apkārtnes temperaturas maiņu: temperaturai ceļotees, viņai proporcionali kāps dzīvsudrabs kapilarā; kad temperatura kritisees, kritisees ari dzīvsudraba stabs. Laī viņu padaritu par termometru, viņam japeerīko skala ar atteecigām eedaļam. Kā tādas var ņemt kapilara dzīvsudraba staba gabalus, kuŗi proporcionali kādam noteiktam temperaturu intervalam.

Tā kā te mēs temperaturu mērojam relativi, tad ša intervala izvēle var būt gluži patvaļiga, kā kaut kāda divu temperaturu diference. Šīm temperaturam jabūt noteiktām, kas visos apstākļos ir tādas pat dabujamas. Kā novērojumi rāda, tādas, starp citām, ir kāda šķidruma sasalšanas un vārišanās temperaturas. Tā, peem., tīra ūdens sasalšanas (ledus kušanas) temperatura pee veena un ta paša ārejā speedeena visās veētās un laikos ir veena un ta pati un pa visu sasalšanas, resp. kušanas laiku nemainiga; tāpat viņa vārišanās temperatura. Šīs divas temperaturas pee 760 *mm* speedeena tad ari peeņem kā pamatpunktus radamai temperaturas skalai.

Izgatavoto termometru noveeto sasmalcinatā kūstošā ledū. Viņa dzīvsudrabs tad peeņem noteiktu tilpumu ar noteiktu stabiņa augstumu kapilarā. Te tad leek skalas sākumu un apzīmē viņu ar 0. Otro punktu dabū noveetojot termometru verdoša ūdens tvaikos. Dzīvsudrabs izplešas, viņa stabs kapilarā proporcionali tilpuma peeaugumam kāpj augšup, un tur, kur apstājas viņa gals, leek zīmi 100. Sadalot staba augstumu no 0 līdz 100 100 veenadās daļās, mēs dabujam gabalus, kuŗi reprezentē veenadus temperaturas intervalus, ko sauc g r a d u s. Tā dabujam c e n t i g r a d u termometru, kuŗu viņa pirmajam konstruetajam C e l s i u s'a m par godu sauc ari C e l s i j a termometru.

Atkarībā no intervala: kušanas punkts — vārīšanās punkts eedališanas, var dabūt dažadas skalas, līdz ar to dažadus gradu leelumus. Tā R e o m i r s (Réaumur) viņu dala 80 daļās; viņa eedaļa (grads) ir $^5/_4$ C e l s i j a grada. Angļu valodas zemēs ikdeenišķā dzīvē leeto F a h r e n h e i t a skalu, kuŗā ledus kušanas punkts apzīmets ar 32 un vārīšanās punkts ar 212. Bet fizikā, tāpat ari citās zinatnēs, leeto veenigi C e l s i j a skalu.

Termometra graduešanu turpina ari zem 0 un augšpus 100. Ar lejup 0 dabūteem gradeem mērotās temperaturas sauc n e g a t i v a s. Ber dzīvsudraba termometros zemak par $-38^0,9$ te eet nevar, jo tad dzīvsudrabs sasalst. Tad viņa veetā kā termometrisko substanci leeto alkoholu, tuluolu, pentanu (līdz -200^0) u. c. šķidrumus.

Precizos termometros jaņem vērā daudzas leetas. Vispirms, kā tas veegli saprotams, novērotais dzīvsudraba tilpuma peeaugums nav īstais, jo peeaudzis ir ari stikla rezervuara tilpums, kuŗā viņš atrodas. Bet tā kā stikls izplešas daudz mazak nekā *Hg* (ap 7 reizes), tad tas vērā nav ņemams. Otrkārt stikla īpašibas, no kuŗa rezervuars izgatavots, nav pastāvigas, bet ar laiku mainas. Sakarsets un tad atdzesets, viņš saraujas; līdz ar to viņa eekšeenē molekulas dažadi pārgrupejas. Tas noteek ne uz reizi, bet lēnam un var vilktees, skatotees pēc stikla sastāva, vairakus mēnešus un gadus. Pa visu šo laiku rezervuara tilpums mainas, mainas ari termometra pamatpunkti 0 un 100, līdz ar to viņa skalas eedaļu vērtiba. Tapēc termometra rādītās temperaturas ne katrreiz ir pareizas, jo katra jauna viņa sasildišana rada šādu termisku pēcdarbibu. Aiz ša eemesla termometri pastāvigi japārbauda, lai zinatu katra grada atteecigo korigejumu. — Tomēr pēdejos gados izdevees dabūt stiklus, kuŗos šīs nevēlamās parādibas ir ļoti mazas. Tee ir tira kalija vaj natra, tā saucamee Jenas stikli.

Par termometru salīdzinašanu un normaltermometru skat. § 116.

§ 113. Ceetu ķermeņu termiskā izplešanās. Kad ķermenim ir steeņa, drāts, vaj taml. forma, viņa caurmēra termiskais peeaugums, salīdzinot ar pagaŗinašanos ir visai neecigs. Tad mēs runajam par l i n e a r o izplešanos.

Apzīmesim ņemtā steeņa garumu pee temperaturas t_0 ar l_0; pee kādas citas $t>t_0$ ar l_t. Tad $l_t-l_0=\triangle l$ ir garuma peeaugums, kas radees temperaturai par $t-t_0=\triangle t$ ceļotees. Novērojumi rāda, ka $\triangle l$ ir jo leelaks, jo garaks ir steenis, un jo leelaka ir ņemtā temperaturu diference. Tapēc

$$\triangle l=\alpha l_0 \triangle t,$$

kur α ir proporcionalitates faktors, saukts steeņa materiala linearais izplešanās koeficients. Viņa skaitlisko vērtibu dabujam kā

$$\alpha=\frac{\triangle l}{l_0 \triangle t},$$

t. i. kā skaitli, kas rāda, par cik peeaug ņemtā materiala 1 *cm* garums, ja viņa temperatura ceļas par 1^0C. Viņš raksturo materiala termiskās īpašibas, tapēc viņam leela loma, sevišķi būvneecibā.

Augšejo veenadibu tā rakstot

$$l_t=l_0(1+\alpha \triangle t),$$

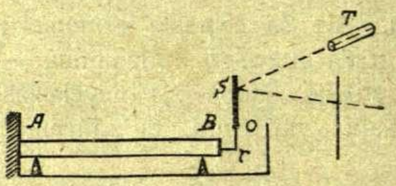
mēs, zinadami α, varam aprēķināt steeņa garumu pee kuras katras temperaturas.

α nav pastāvigs leelums, bet atkarajas no ņemtās temperaturas. Tapēc augšejās formulas dotās viņa vērtibas ir videjās. Istās mēs dabujam, ņemot to robežu, pēc kuras viņš cenšas, kad $\triangle l$ un $\triangle t$ top bezgala mazi:

$$\alpha_t=lim\frac{\triangle t}{l_0 \triangle t}.$$

Linearee koeficienti ir ļoti mazi, līdz ar to maza ir parasto garumu steeņu pasteepšanās. Tapēc viņu mērišanai jaleeto precizi instrumenti.

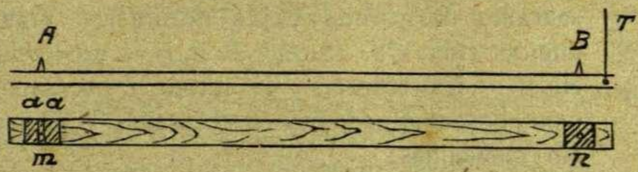
Pirmo precizo linearo koeficientu mērošanu 1780. g. izdarija Lavoisier un Laplace's, pirmo reizi fizikā leetodami ģeniali-veenkāršo „optiskā rāditaja" — skalas un teleskopa, metodi. Zīm. 170 viņa attēlota schematiski. Pētamā materiala steenis ar veenu savu galu A atbalstas pret masivu trauka seenu, otram viņa galam preti stāv spoguļa s kāja r. Spogulis var pee O greeztees ap horicontalu asi. Lejot traukā zinamas temperaturas ūdeni, vaj citu kādu šķidrumu, rada steeņa pagarinašanos, kapēc spogulis atleecas atpakaļ.



Zīm. 170.
Skalas uu teleskopa metode.

Līdz ar to, ja neatvēztā spogulī teleskopā T bija redzama kāda n_0^ta^ skalas eedaļa, tad atvēztā tāda būs cita, peem., n. Zinot or, sT un un $n - n_0$, var aprēķināt steeņa pasteepšanos, līdz ar to ņemtā materiala α.

Ja precizitatei nav jabūt visai leelai, parocigi leetot šādu metodi. Pētamo materialu ņem drusku pāri par 1 m gaŗas caurules veidā (zīm. 171), kuŗai viņas ārpusē, veens no otra taisni 1 m atstātumā, peestiprinati



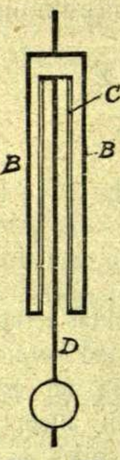
Zīm. 171. α dabušana.

divi tērauda smailumi A, B. Laižot viņai papreekšu noteiktas temperaturas ūdeni cauri, peem., saveenojat viņu ar ūdensvadu, tad verdoša ūdens tvaikus, ar viņā eerīkotu termometru T dabū sākuma un gala temperaturas t_0 un t_{100}. Viņas pasteepšanos mērošanai ņem atteeciga gaŗuma koka steeni, kuŗa galos peestiprinatas metala plāksnites m, n. Plāksnitē n ir nedziļa bedrite. Viņu uzleek uz veena smailuma, peem., B un tad, m pret A speežot, dabū uz viņas īsū strīpiņu a. Tāpat rīkodamees, kad caurulei temperatura ir t, mēs dabujam uz m otru strīpiņu a'. Acimredzot aa' ir caurules pagarinašanās viņai par $t - t_0$ sasilstot. aa' ar komparatora vaj mikroskopā ar graduetu okularu (okularmikrometru) izmērojot, aprēķina caurules materiala termisko koeficientu. Sek. tabelē eerakstiti daži šee koeficienti.

Materials	α
Platins	$0{,}90 . 10^{-5}$
Dzelzs.	$1{,}21 . 10^{-5}$
Varš	$1{,}68 . 10^{-5}$
Misiņš.	$1{,}89 . 10^{-5}$
Sudrabs	$1{,}93 . 10^{-5}$
Svins	$2{,}92 . 10^{-5}$
Stikls	$0{,}86 . 10^{-5}$

Kā redzam, termiskās izplešanās koeficienti ir mazi. Tomēr, ja steeņa gaŗums un temperaturas diferences peeteekoši leelas, pagarinašanās var būt ļoti eevērojama. Tā, peem., kāda telegrafa drāts, kuŗas gaŗums ir 100 km, vasaru ir gaŗaka nekā zeemu (peeņemot visleelako temperaturu starpibu $50^0 C$) par 60 *m*. Pee tās pašas temperaturu starpibas 10 *m* gaŗa dzelzsceļa sleede mainas par 6 *mm*. Tapēc sleedes leek ar galeem ne ceeši veenu pee otras, bet atteecigi aprēķinatā atstātumā.

Termiskās izplešanās pēc mainas ari pendeļu (pulksteņu mēļu) gaŗums, līdz ar to viņu svārstibas periods: temperaturai peeņemotees periods peeaug. Tapēc pulkstens, viņa temperaturai celotees, sāk eet lēnaki. To cenšas novērst, leetojot tā saucamo kompensacijas pendeli. Viņu taisa kā attēlots zīm. 172. Steeņi B, B, D ir no tērauda, C, C no cinka. Kā redzams, ja pirmo izsteepšanās pēc viss pendelis pagaŗinas, otro izsteepšanās viņu padara īsāku. No veenadibas:



Zīm. 172. Kompensacijas pendelis.

$$(B+D).1{,}24.10^{-5}t - C.2{,}91.10^{-5}t = 0$$

ir aprēķinami B, C un D gaŗumi, pec kuŗeem pendeļa gaŗums ar temperatura nemainas.

Pēdejā laikā atrasti metalu kausejumi, kuŗu termiskee koeficienti ir ļoti mazi. Tāds, peem., ir tā saucamais niķeltērauds („invars"), kas sastāv no $35{,}7^0/_0$ *Ni* un $64{,}3^0/_0$ tērauda. Viņa izplešanās koeficients ir tikai $\alpha = 0{,}05.10^{-6}$. Tapēc chronometru peņdeļus taisa no ta.

Atzīmejams ir platina un stikla termisko koeficientu tuvums. Tam leela nozīme tur, kur kāds metals jaeekausē stiklā, peem., kā elektrode. Ja stikla un metala izplešanās ir dažadas, eekausejuma veetas atdzeestot sasprāgst. Tapēc visur leeto platina elektrodes.

Anizotropām veelam, peem., kristaleem (izņemot kubisko sistemu) termiskā izplesanās dažados virzeenos ir dažada. Tapēc no šāda materiala izgatavota lode sasildama pārvēršas ellipsoidā.

Ari tilpuma jeb kubisko ceetu ķermeņu izplešanos var raksturot ar atteecigu koeficientu. Apzīmesim sākuma tilpumu pee t_0 ar v_0, ar v_t tilpumu pee $t > t_0$. Tad, kā novērojumi rāda, ja $\triangle t = t - t_0$,

$$v_t - v_0 = \beta v_0 \triangle t,$$

jeb

$$v_t = v_0 (1 + \beta \triangle t).$$

β sauc kubiskās izplešanās koefientu.

Starp α un β — linearo un kubisko koeficientu — ir veenkāršs sakars. Ja domatais materials ņemts kuba formā, kuŗa šķautne pee t_0 ir a_0, tad viņa tilpums $v_0 = a_0^3$. Kubam līdz t sasilstot, viņa šķautnes top $a_t = a_0(1 + \alpha \triangle t)$ un tilpums

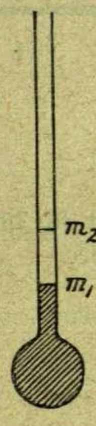
$$v_t = a_0^3 (1 + \alpha \triangle t)^3 = a_0^3 (1 + 3\alpha \triangle t + 3\alpha^2 \triangle t^2 + \alpha^3 \triangle t^3).$$

Bet kā augšā peevestā tabele rāda, α ir ļoti mazs leelums; tāds ir ari $\alpha \triangle t$. Tapēc dabūtā izteiksmē bez leelas kļūdas var atmest visus tos locekļus, kuŗos α ir augstak kā pirmā pakāpē. Tas dod, ja leek $a_0^3 = v_0$,

$$v_t = v_0 (1 + 3\alpha \triangle t)$$

un rāda, ka $\beta = 3\alpha$.

§ 114. Šķidrumu izplešanās. Tā kā šķidrumeem nav patstāvigas formas, viņos tilpuma izplēšanās koeficienti ir jameklē teeši, jo sakaru $\beta = 3\alpha$ te leetot nevar. Šim nolūkam leeto d i l a t o m e t r u, — leelam termometram līdzigu stikla trauku (zīm. 173.). Viņa rezervuars un peemetinatā teevā caurule kalibreti kub. centimetros. Peepildot viņu pee temperaturas t_0, peem., noveetojot viņu kūstošā ledū, ar pētamo šķidrumu, atzīmē eedaļu m_1, pret kuŗu stāv šķidruma staba gals. Tas dod tilpumu v_0. Tad eeleek viņu atteecigas temperaturas t ūdenī, eļļā, vaj citur un no jauna atzīmē staba augstumu. Ja tas ir m_2, tad $v^t - v_0 = m_2 - m_1$.



Zīm. 173. Dilatometrs.

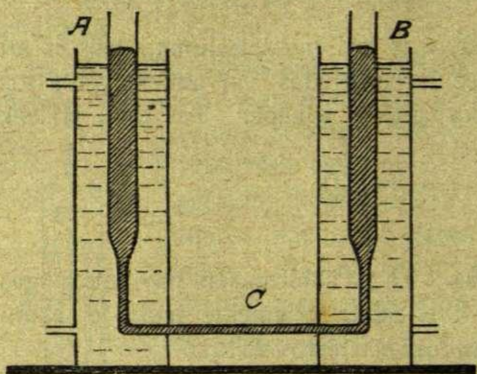
Tādā ceļā aprēķinatais koeficients tomēr nav īstais. Reizē ar šķidrumu izplešas ari dilatometrs, kapēc šķidrums caurulē paceļas mazak kā vajadzigs. Tapēc nevis pee m_2 novērotais tilpums v_t ir īstais, bet gan kāds cits $v'_t > v_t$ pee kādas citas eedaļas. Tā tad ari dilatometra izplešanās koeficients jaņem vērā. Nosauksim viņu ar β'; tad dilatometra tilpums pee t ir $V_t = v_0 (1 + \beta' t)$. Ja ī s t a i s šķidruma koeficients ir β, tad būtu $v_t = v_0 (1 + \beta t)$. Kā redzams, n o v ē r o t a i s šķidruma tilpums ir

$$v_t' = v'_t - V_t = v_0 (\beta - \beta') \triangle t,$$

un tapēc ar dilatometru mēs dabujam ne īsto koeficientu β, bet tikai š ķ e e t a m o $\beta - \beta'$.

Teešā ceļā β' nav aprēķinams, jo stikls, no kuŗa dilatometrs izgatavots, pee apstrādašanas maina savas īpašibas. Tapēc te jaeet papreekšu pretejs ceļš, ņemot palīgā kādu šķidrumu, kuŗa β ir atrasts ar kadu citu metodi, un tad visām reizem atrodot β'. Kā tādu ņem dzīvsudrabu un leeto metodi, kas dibinas uz saveenotu trauku (§ 79.) īpašibam. Pirmee viņu leetoja franču zinatneeki D u l o n g' s un P e t i t.

Divi stikla cilindri *AB* (zīm. 174.) saveenoti ar teevu (kapilaru) cauruli *C*. Ja abeem teem veenada temperatura t_0, ja ap abeem viņeem, peem., tek veenas un tās pašas temperaturas ūdens, tad viņos eeleetais dzīvsudrabs ar blīvumu δ_0 būs veenadā augstumā h_0 (saveenotu trauku likums). Ja nu veena cilindra, peem., *B* temperaturu paaugstinasim līdz t, laižot ap viņu verdoša ūdens tvaikus, tad viņa *Hg* izpletisees; līdz ar to kritisees pēdejā blīvums līdz δ_t un staba augstums peeaugs līdz h_t. Atkal pēc saveenoto trauku likuma



Zīm. 174. Dulong un Petit metode.

$$\frac{h_0}{h_t} = \frac{\delta_t}{\delta_0}.$$

Bet *Hg* blīvuma maiņa ir viņu tilpuma maiņai preteji proporcionala; tapēc

$$\frac{\delta_t}{\delta_0} = \frac{v_0}{v_t}$$

un

$$\frac{h_t}{h_0} = \frac{v_t}{v_0},$$

no kureenes

$$\frac{v_t - v_0}{v_0} = \frac{h_t - h_0}{h_0}.$$

Izmēridami (ar katetometru, vaj mikrometrisko skrūvi) abos cilindros dzīvsudraba līmeņu diferenci un viņu temperaturas t un t_0 zinadami, dabujam **īsto** *Hg* izplešanās koeficientu

$$\beta = \frac{h_t - h_0}{h_0(t - t_0)}.$$

Tādā ceļa ir atrasts $\beta = 18{,}6 . 10^{-5}$. — Augšā aprakstito dilatometru nu ar dzīvsudrabu peepildidami, pēc novērotā viņa tilpuma aprēķinam β', un tad leetojam visu citu šķidrumu izplešanās koeficientus meklejot.

Nākošee skaitļi dod dažu šķidrumu videjos kubiskos koeficientus (pee $0^0 C$):

Šķidrums	β
Dzīvsudrabs .	$18{,}6.10^{-5}$
Ūdens.	$43{,}0.10^{-5}$
Benzols	118.10^{-5}
Etiķskābe . . .	116.10^{-5}

Kā redzam, šķidrumi izplešas vairak kā ceeti ķermeņi. Tas ari saprotams, jo šķidrumos molekularee spēki, kas darbojas preti tilpuma peeaugšanai, ir vājaki. Aiz ša paša eemesla paredzams, ka viņu koeficientu atkariba no temperaturas būs leelaka kā ceetos ķermeņos. To ari apstiprina sek. dzīvsudrabam uzrakstitā tabele.

t	β
0^0	$18{,}12.10^{-5}$
40^0	18,22. „
60^0	18,28. „
80^0	18,35. „
100^0	18,41. „
200^0	18,83. „
300^0	19,38. „

Ši atkariba ir ļoti kompliceta, kapēc viņas analitisko izteiksmi mēs nezinam. Praksē izteek ar empirisku formulu

$$\beta = a + bt + ct^2,$$

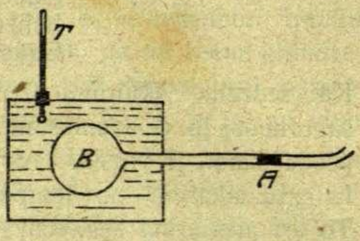
kur a, b, c ir katram šķidrumam raksturigas konstantes. Viņas dabū ar triju novērojumu palīdzibu uzrakstot trīs veenadibas.

Dažeem šķidrumeem peemīt interesantas savadibas un it sevišķi ūdenim. No 0^0 sākot sasildits, viņš neizplešas, bet saraujas un tas turpinas līdz $4^0 C$. No šī brīža tāļak viņš izturas normali. Tā tad pee $4^0 C$ kādai ūdens masai ir vismazakais tilpums un visleelakais blīvums. Sekojošā tabelē ūdens tilpums pee $4^0 C$ ir ņemts par veenibu:

t	tilpums
0^0	1,000123
2^0	1,000030
4^0	1,000000
8^0	1,000109
10^0	1,000248
20^0	1,001745
50^0	1,011877

Šādai ūdens savadibai ir leela nozīme dabā, jo viņas dēļ ledus peld pa ūdens virsu; $4^0 C$ siltee slāņi, turpreti, kā visblīvakee, veenmēr atrodas dibenā. Tas aizsargā dabas ūdeņus zeemā no izsalšanas.

§ 115. Gazu izplešanās. Gazu izplešanās ir vēl jo leelaka kā šķidrumos, jo viņās molekularo spēku tikpat kā nemaz nav. Te visa no āreenes uzņemtā siltuma enerģija teeši pāreet molekulu kustibā. Pirmais viņu pētija Gay-Lussac's (1802). Viņa metodes schemu dod zīm. 175. Ar pētamo gazi pee atmosferas speedeena peepilditu dilatometru noveeto traukā ar šķidrumu, kuŗa temperaturu var kā eetīkas mainit. Dilatometrs kalibrets tilpuma veenibās; viņa gaze no ārejās atmosferas noslēgta ār neleelu dzīvsudraba stabiņu A, kas norobežo noteiktu tās tilpumu. Dilatometram sasilstot un gazei izplešotees, A eet uz preekšu, rādidams notikušo tilpuma peeaugumu. Sākuma un gala temperaturas (termometrs T) zinot, var pēc veenadibas



Zīm. 175. Gazu izplešanās

$$v_t = v_0 (1 + \alpha \triangle t)$$

aprēķināt izplešanās koeficientu α. (Parasti ari gazu tilpuma koefificientu apzīmē ar α). Tā rīkodamees Gay-Lussac's atrada, ka starp 0^0 un 100^0C viņš visām gazem ir gandrīz veens un tas pats —

$$\alpha = 0{,}00367 = \frac{1}{273}.$$

(Gay-Lussac'a likums). Kā redzam, ar ceetu ķermeņu koeficienteem salīdzinot, viņš ir leels; tapēc dilatometra izplešanās te vērā nav ņemama.

Šinī metodē gaze var izplestees pilnigi brīvi, tā ka viņa visu laiku ir pee veena un ta paša speedeena ($p = const.$). Lai to uzsvērtu, apzīmesim šinī gadijumā α ar α_p. Bet gazi var sildit, izplestees neļaujot ($v = const.$). Tad peeaug molekulu kinetiskā enerģija, un līdz ar to gazes speedeens. Tapēc ari pēdejais mēro gazes siltuma stāvokli un var deret kā temperaturas rāditajs. Ja pee temperaturas t_0 viņš ir p_0, pee kādas augstakas temperaturas t p_t, tad novērojumi rāda, ka

$$p_t - p_0 = \alpha_v p_0 \triangle t,$$

no kureenes

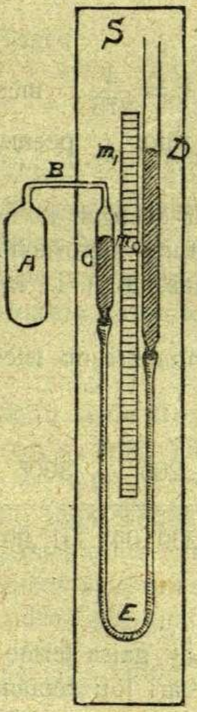
$$p_t = p_0 (1 + \alpha_v \triangle t).$$

Koeficientu a_v sauc termisko speedeena koeficientu. Viņš mēro gazes veenas tilpuma veenibas speedeena peeaugumu, kad viņas temperatura ceļas par 1°C. Indekss v norāda, ka koeficients ņemts pee pastāviga gazes tilpuma.

Nākošee skaitļi dod dažu gazu termiskos izplešanās un speedeena koeficientus (pēc Regnault):

Gaze	a_p	a_v
Ūdeņradis	0,003661	0,003667
Gaiss	0,003669	0,003670
CO_2	0,003710	0,003685
SO_2	0,003903	0,003845

No viņeem redzam, ka tanīs robežās, kurās mēs domajam Gay-Lussac'a likumu veetā esam, $a_p = a_v = \frac{1}{273}$. Tapēc pirmā tuvinajumā gazu termisko īpašibu aprakstīšanā var viņus leetot veenu otra veetā. Bet šee skaitļi ari rāda, ka Gay-Lussac'a likums ir tikai tuvins likums, derigs gazem, kas tālu no sava kondensacijas punkta (peem., H_2). Veegli kondensejamās gazes (CO_2, SO_2) no šī, tāpat kā no Boyle-Mariotte'a likuma atkāpjas.



Zīm. 176.
Gazu termometrs.

§ 116. Gazu termometrs. Ari gazu izplešanos var leetot temperaturas mērošanai. Salīdzinot ar šķidrumu, gazei kā termometriskai substancei ir pat vairak preekšrocibu. Vispirms viņas izplešas daudz vairak kā trauks, kurā tās eeslēgtas. Tā, peem., gaiss izplešas 150 reizes vairak nekā stikls. Otrkārt, visas viņas izplešas veenadi, kapēc dažadu gazu termometru rādijumi ir teeši salīdzinami. Treškārt viņās $a_p = a_v$. Tas dod eespēju temperaturu mērot ar speedeena peeaugumu; bet pēdejo noteikt ir daudz parocigaki, un tas izdarams daudz precizaki, kā tilpuma noteikšana.

Visvairak idealo gazu likumeem (starp citu likumam $a_p = a_v$) seko ūdeņradis. Tapēc kā termometrisko substanci leeto viņu. Bet ari gaiss tam ir noderigs, jo novērojumi rāda, ka ūdeņraža un gaisa termometru rādijumi veens no otra ļoti maz atšķiras. Zīm. 176 schematiski attēlo laboratorijās leetoto Jolly gaisa termometru. Cilindrisks jeb apaļš stikla trauks A ar teevu kapilara kanala cauruli B saveenojas ar plataku C. Pēdejā peestiprinata pee vertikala staba S ar spoguļskalu un mm-eedaļam; beezas seenas kaučuka caurule viņu saveeno ar otru tādu pat D, kas stumdama pa stabu un var tikt vēlamā veetā nostiprinata. Eelejot līkumā DEC dzīvsudrabu, mēs traukā A norobežojam zinamu gaisa tilpumu. Noveetojuši A kūstošā ledū un celdami, vaj nolaizdami D, mēs Hg līmeni caurulē C nostādam pret kādu noteiktu eedaļu, peem., m_0, tā atzīmedami termometra gazes tilpumu v_0. Tad līmenis caurulē D ir pret kādu citu eedaļu, teiksim m_1. Ja barometriskais speedeens ir b un ja $m_1 - m_0 = h_0$, tad noslēgtais tilpums padots speedeenam $p_0 = b + h_0$. Tas ir termometra „nullpunkts". Nu noveetojam A tanī apvidū, kuŗa temperaturu t gribam mērot. Gaiss traukā A sasilst, izplešas un nospeež līmeni pee C. Lai viņu dabūtu atpakaļ pee m_0, līmenis D japaceļ, teiksim, līdz m_2. Tad jaunais gazes speedeens ir $p_t = b + m_2 - m_0 = b + h_1$. Bet $p_t = p_0(1 + \alpha_v t)$; tapēc

$$b + h_1 = (b + h_0)(1 + \alpha_v t),$$

no kureenes

$$t = \frac{h_1 - h_0}{\alpha_v (b + h_0)}.$$

Tā izmērojot b, h_0, h_1 resp. m_0, un m_1 un leekot $\alpha_v = \frac{1}{273}$, mēs varam dabūt mekleto temperaturu t. Ari otradi: zinot t, peem., $t = 100^0$C, mēs ar šādu termometru dabujam α.

Kā redzam, manipulacijas ar gazu termometru ir deezgan komplicetas. Tapēc viņu leeto ne tikdaudz teešai temperaturas mērošanai, kā leetoto Hg-termometru pārbaudišanai un salīdzinašanai, t. i. kā normaltermometru.

Lai dabūtu jēdzeenu, cik tālu parastee Hg-termometri no īstenibas novēršas, peevedisim tabeli:

Gaisa termometrs	0^0	40^0	60^0	100^0	200^0	300^0
Hg-termometrs (Jenas stikls)	0^0	40^0,11	60^0,10	100^0	200^0,04	301^0,90

Trauku A no platina-iridija kausejuma taisot, ar gaisa termometru var mērot temperaturu līdz 1700^0C. Viņš der ari ļoti zemām temperaturam. Ar helija termometru mērojamas temperaturas līdz -260^0 C.

§ 117. Gazu stāvokļa veenadojums. Absolutā temperatura. Eedomasimees kādu gazes, peem., gaisa daudzumu, pee 0^0 C un nosauksim viņas tilpumu un speedeenu ar v_0 un p_0. Sasildot viņu līdz t^0 un ļaujot viņai brīvi izplestees, mēs pēc Gay-Lussac'a likuma dabujam jaunu viņas tilpumu $v_1 = v_0 (1 + \alpha t)$ ar speedeenu p_0. Kamēr veen viņas temperatura ir t, Boyle-Mariotte'a likums prasa lai $p_0 v_1 = p_0 v_0 (1 + \alpha t) = const.$ Tapēc tagad gazi līdz agrakajam tilpumam v_0 saspeezdami, mēs dabujam jaunu speedeenu p_1, bet atkal $p_1 v_0 = p_0 v_1 = p_0 v_0 (1 + \alpha t)$. Tā redzam, ka lai ari kādi bijuši viņas speedeens un tilpums, veenmēr pee temperaturas t

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

Šis veenadojums rāda, ka gazes acumirkligais stāvoklis ir veenmēr noteikts ar trijeem leelumeem: speedenu p, tilpumu v un temperaturu t. Ja ir zinami divi no viņeem, veenmēr var no viņa aprēķināt trešo. Tā viņs ir pilnigs gazes stāvokļa raksturojums un tapēc teek saukts par gazu stāvokļa veenadojumu, jeb ari par kombineto Boyle-Mariotte-Gay-Lussac'a likumu.

Dosim viņam citadu veidu. Kā redzejām pag. §, gazēs $\alpha = const = \frac{1}{273}$.

Tapēc

$$pv = p_0 v_0 \left(1 + \frac{t}{273}\right) = \frac{p_0 v_0}{273}(273 + t).$$

$\frac{p_0 v_0}{273}$ te ir leelums, ko visos gadijumos var ņemt veenu un to pašu. Apzīmesim viņu ar R. t ir Celsiustemperatura, rēķinata no ledus kušanas punkta. Rēķinasim viņu no kāda cita, kas ir uz temperaturu skalas par 273^0 zemak; tad $T = 273 + t$ ir no ši punkta skaitītā gazes temperatura, un

$$pv = RT.$$

Šādu veidu Boyle-Gay-Lussac'a likuma izteiksmei devis Clapeyron's, tapēc viņu sauc ari Clapeyron'a formulu.

Clapeyron'a formulā peeņemts jauns temperaturas nullpunkts, no kuŗa rēķinata kāda Celsiustemperatura t ir $T = t + 273$. Tagad pameklesim, kāda ir ši punkta fizikalā nozīme. Ņemsim kādu noteiktu gazes daudzumu pee $0^0 C$ un atmosferas speedeena ar tilpumu v_0 un atdzesesim viņu. Ar katru Celsiusgradu viņas tilpums tad pamazinas par $\frac{1}{273}$ daļu. Turpinot to līdz $-273^0 C$, redzam, ka beidzot viņš top 0: gaze saspeežas tā, ka no viņas nekas nepaleek pāri. Ja mēs viņu atdzesejam pee pastāviga tilpuma, turot noslēgtā traukā, tad tas pats noteek ar viņas speedeenu: temperaturai par katru $1^0 C$ krītotees, speedeens pamazinas par $\frac{1}{273}$ un pee $-273^0 C$ top 0. Tā tad $-273^0 C$ ir temperatura, pee kuŗas gazes stāvoklis ir fizikali neesošs.

Vēl jo leelaku skaidribu mēs te eegūstam, ņemot palīgā kinetisko teoriju. Kā bija rādits § 109, kādas gazes speedeens ir

$$p = \frac{1}{3} nmG^2,$$

kur G^2 ir molekulu kustibas videjais kvadratiskais ātrums: gazes speedeens ir viņam proporcionals, un otradi. Noteiktas gazes masai to uz divām temperaturam $0^0 C$ un t^0 atteecinadami, mēs rakstam $p_0 = \frac{1}{3} nmG_0^2$, un $p_t = \frac{1}{3} nmG_t^2$, un tad

$$\frac{p_0}{p_t} = \frac{G_0^2}{G_t^2}.$$

Bet $p_t = p_0(1 + \alpha t)$. Tapēc

$$G_t^2 = G_0^2(1 + \alpha t).$$

Tas rāda, ka ja $t = -273^0 C$, $G_t = G_{-273} = 0$, t. i. pee šīs temperaturas gazes molekulas ir pilnigi meerā: gazei nav nekāda „siltuma," nekādas temperaturas. Tapēc $-273^0 C$ ir viszemakā domajamā temperatura, tas ir absolutais temperaturas nullpunkts, par kuŗu runajām § 111. No viņa rēķinatā temperatura T ir absolutā temperatura.

No ta redzam, ka viņu leetot ir daudz racionalaki nekā parasto temperaturas skalu, jo vairak tapēc, ka tad visas temperaturas ir pozitivas. Pēc viņas ledus kušanas temperatura ir $+273^0$, ūdens vārišanās temperatura $T = 273^0 + 100^0 = 373^0$.

Absolutā nullpunkta skaitliskās vērtibas noteikšana atkarajas no α noteikšanas precizitates. Pēc pēdejeem Chappuis pētijumeem ūdeņradim $\alpha = 0{,}00366254 = \frac{1}{273{,}03}$. Tas dod absoluto nullpunktu kā $-273{,}03^0 C$. Praksē līdz šim viszemakā sasneegtā temperatura (Kamerlingh-Onnes, Leidenē) ir $1{,}^0 1$ abs. (sk. § 147).

Augšā sacitais par gazes tilpuma pamazinašanos līdz 0, kad viņa ņemta pee absolutā nullpunkta, runā preti gazes molekulu neiznīcibai, jo visos apstākļos katra no tām eeņem noteiktu tilpumu. Tas ceļas no ta, ka Boyle-Mariotte'a un Gay-Lussac'a likumi, uz kuŗeem šis slēdzeens dibinas, ir tikai tuvini likumi, pilnigi derigi idealām, bet ne realām gazem.

§ 118. Gazu konstante. Otrais leelums, kas Clapeyron'a formulā vēl tuvaki jadefinē, ir $R = \frac{p_0 v_0}{273}$. Kā redzam, viņš visām gazem ir veenads, jo nesatur sevī nekā tāda, kas teeši ņemtai gazei būtu raksturigs Tas norāda, ka ari Boyle-Gay-Lussac'a likums ir universals likums. R sauc par gazu konstanti.

Viņa skaitliskā vērtiba atkarajas no tām veenibam, kādās mēroti p_0 un v_0. Tā kā viņai ir leela nozīme, aprēķinasim viņu divos gadijumos. Ņemsim domatās gazes 1 grammolekulu, t. i. tik viņas gramu, cik leels ir viņas molekularsvars; speedeenu p_0 mērosim $\frac{dinēs}{cm^2}$ un tilpumu v_0 kub. centimetros. Novērojumi rāda, ka visu gazu grammolekulam veenados apstākļos ir veenads tilpums (Avogadro likums, § 119), — pēc Régnault pee $0^0 C$ un 760 *mm* speedeena 22,4 litri = 22400 cm^3. Tas dod

$$R = \frac{p_0 v_0}{273} = \frac{1033,3.981.22400}{273} = 8,3.10^7 \; (CGS).$$

Ja speedeenu mēro atmosferās, tilpumu litros, tad

$$R = \frac{1,0333.22,4}{273} = 0,0819.$$

Ar trešo, visai interesanto gadijumu, kad $R = 1,98$ *cal*, mēs sastapsimees vēlak (§ 156).

§ 119. Avogadro likums. Gazu blīvums. Kāda ķermeņa temperatura ir viņa molekulu kinetiskai enerģijai proporcionala. Gazēs tas izteicas ar

$$\frac{1}{2} m G^2 = k T,$$

kur G^2 ir molekulu videjais ātrumu kvadrats, T gazes absolutā temperatura un k — proporcionalitates faktors.

Ņemsim divas gazes ar veenadām temperaturam, molekulu masam m_1, m_2 un sajauksim viņas. Novērojumi rāda, ka no tam viņu temperatura nemainas. Tas leecina, ka abu molekulu videjās enerģijas ir bijušas un palikušas veenadas:

$$\frac{1}{2} m_1 G_1^2 = \frac{1}{2} m_2 G_2^2.$$

Ja gazu ņemts vairak, ar molekulu masam $m_1, m_2, m_3, \ldots\ldots$, tad ari viņām

$$\frac{1}{2} m_1 G_1^2 = \frac{1}{2} m_2 G_2^2 = \frac{1}{2} m_3 G_3^2 = \ldots\ldots$$

Domasim, ka viņas ņemtas veenados tilpumos, peem., pa 1 cm^3 ar molekulu skaiteem $n_1, n_2, n_3, \ldots$ un pee veena un ta paša speedeena p. Tad (§ 109) $p = \frac{1}{3} n_1 m_1 G_1^2$, $p = \frac{1}{3} n_2 m_2 G_2^2, \ldots$, t. i.

$$\frac{1}{3} n_1 m_1 G_1^2 = \frac{1}{3} n_2 m_2 G_2^2 = \frac{1}{3} n_3 m_3 G_3^2 = \ldots$$

Bet kā nupat redzejām, pee veenadām temperaturam

$$m_1 G_1^2 = m_2 G_2^2 = m_3 G_3^2 = \ldots$$

Tapēc

$$n_1 = n_2 = n_3 = \ldots$$

Tādā kārtā, kā kinetiskās teorijas slēdzeenu, mēs dabujam pazīstamo Avogadro likumu: visu gazu veenados tilpumos, pee veena un ta paša speedeena un temperaturas, ir veenads molekulu skaits.

Kā redzejām § 117, $G_t^2 = G_0^2(1 + \alpha t)$, ja t ir gazes centigradu temperatura. Tapēc

$$\frac{1}{2} m G_t^2 = \frac{1}{2} m G_0^2 (1 + \alpha t) = \frac{1}{2} \frac{m G_0^2}{273} T.$$

No ta redzam, ka

$$k = \frac{1}{2} \frac{m G_0^2}{273}.$$

Bet kā nupat rādits, mG_0^2 ir veenads visām gazem; tapēc k ir universala, no gazes īpašibam neatkariga konstante.

Lai dabūtu viņas skaitlisko vērtibu, ņemsim kādas gazes grammolekulu ar molekulu masu m_1 un molekulu skaitu N un atteecinasim uz viņu veenadibas

$$\frac{1}{2} m_1 G_1^2 = kT$$

$$pv = RT.$$

Leekot te p veetā $\frac{1}{3} N m_1 G_1^2 = \frac{2}{3} N . \frac{1}{2} m_1 G_1^2$, dabujam

$$k = \frac{3}{2} \frac{R}{N}.$$

Te R ir grammolekulas gazu konstante. Tā kā viņa no ņemtās gazes dabas ir neatkariga, tad tas rāda, ka N visām gazu grammolekulam ir veenads: visās gazu grammolekulās ir veens un tas pats molekulu skaits N. Tā tad 32 gramos O_2 ir tik pat skābekļa molekulu, cik 2 gramos H_2 ūdeņraža molekulu. Bet visām grammolekulam pee veenadām temperaturam un speedeeneem ir veens un tas pats tilpums $V=22{,}4\,l=22400\,cm^3$; tapēc nupat sacito ari var peeņemt kā Avogadro likuma formulejumu. N sauc Avogadro skaitli. Metodes, kas dod viņa skaitlisko vērtibu, mēs mācisimees pazīt vēlak. No daudzeem novērojumeem un aprēķineem kā videjais ir ņemams:

$$N=6{,}8.10^{23}$$

Tas dod gazu molekulu skaitu 1 cm^3 (pee 0^0C, 760 mm) kā

$$n=\frac{6{,}8.10^{23}}{2{,}24.10^4}=3.10^{19}.$$

Skaitli n beeži apzīmē ar L un sauc Loschmidt'a skaitli.

Avogadro likums ved pee interesanta slēdzeena par gazes molekularsvara un blīvuma sakaru. Ja divu veenados tilpumos V, pee veenadeem speedeeneem un veenadām temperaturam ņemtu gazu molekulu masas ir m_1, m_2, tad gazu masas ir $M_1=Vnm_1$ un $M_2=Vnm_2$ (n— molekulu skaits 1 cm^3). Bet ja δ_1 un δ_2 ir ņemto gazu blīvumi, tad $M_1=V\delta_1$ un $M_2=V\delta_2$. Tapēc

$$\frac{\delta_1}{\delta_2}=\frac{m_1}{m_2},$$

t. i.: divu gazu blīvumi stāv veens pret otru kā viņu molekulu masas. Tā tad, kaut gan molekulu absolutās masas, viņu mazuma dēļ, nav teešā ceļā dabujamas, viņu atteecibas ir jo labi aprēķinamas.

Peeņemot kādas veelas molekulu kā veenibu, mēs pārejo molekulu masas varam izteikt ar noteikteem skaitļeem. Kā veenibu var ņemt, peem., ūdeņraža molekulas masu. Bet tā kā viņa pati salikta no diveem atomeem, tad ir racionali kā masu mēru ņemt šo viņas atomu; tas tad ir vismazakais sastopamais veelas daudzums. Novērojumi rāda, ka skābekļa atoms ir 16, slāpekļa atoms 14, chlora atoms 35,5 reizes smagaks par viņu. Skaitļus 16, 14, 35,5.... sauc skābekļa, slāpekļa, chlora u. t. t. atomsvarus. Ja šo gazu atomu masas apzīmejam ar a_O, a_N, a_{ce} u. t. t., un H-atomu masu ar a_H, tad $a_O=16a_H$, $a_N=14a_H$ u. t. t.

Kādas gazes molekularsvars μ ir H-atoma masas veenibās izteikts viņas molekulas svars. Ja viņas molekula pastāv no veena atoma (peem., A, He, Cl, Hg-tvaiki), viņas molekularsvars ir identisks ar atomsvaru. Ja molekula salikta no diveem atomeem, kā, peem., H_2, O_2, N_2 u. t. t., molekularsvars ir divkāršots viņas atomsvars. Tapēc $\mu_H = 2$, $\mu_O = 32$, $\mu_N = 28{,}8$ u. t. t. Šo gazu molekulu masas m tad ir $m_H = 2a_H$, $m_O = 32a_H$, $m_N = 28{,}8a_H$ etc. Leekot to augšā dabūtā veenadibā, gazu molekulu masu atteecibu veetā dabujam viņu molekularsvaru atteecibu:

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\delta_1}{\delta_2},$$

no kureenes

$$\frac{\mu_1}{\delta_1} = \frac{\mu_2}{\delta_2}.$$

Tas rāda, ka visām gazem

$$\frac{\mu}{\delta} = const.$$

Ja veena no tām ir ūdeņradis ar $\mu_H = 2$ un blīvumu δ_H, tad kuŗai katrai citai, ar molekularsvaru μ un blīvumu δ

$$\mu = 2\frac{\delta}{\delta_H}.$$

Tā δ un δ_H zinadami, varam aprēķināt ņemtās gazes molekularsvaru, vaj otradi, — zinadami viņu, varam dabūt blīvumu δ.

Parasti gazu īstā blīvuma veetā viņu ņem atteecibā pret gaisu (D). Ūdeņradim viņš ir $\frac{1}{14{,}4} = 0{,}0695$ (sk. tab. § 94). Tad

$$\mu = 28{,}8D.$$

§ 120. Berze gazēs. Molekularpumpis. Gazu eekšejo berzi (§ 106) mēs izskaidrojām ar dažadeem divu saskarošos slāņu molekulu ātrumeem tecešanas virzeenā. Ja domato slāņu kopejā virsma ir S, viņu atstātums h un tecešanas ātrumi v_1 un v_2, tad berzes koeficients γ ir definets kā proporcionalitates faktors veenadibā

$$F = \gamma S \frac{v_2 - v_1}{h}.$$

Kinetiskā teorija dod eespēju viņu definet tuvaki, uzrādot tos molekularos leelumus, no kuŗeem tas atkarajas. Tādā kārtā tad dažus no pēdejeem var aprēķināt.

Molekulas, chaotiski kustedamās, pastāvigi savā starpā saduŗas. Sadursmes mirklī viņas darbojas veena uz otru un maina savu ātrumu, bet starp divām sekojošām sadursmem tās ir pilnigi brīvas, kapēc kustas taisnā virzeenā un veenveidigi. Brīvi noskreeto attālumu no veenas sadursmes līdz otrai sauc *brīvā ceļa gaŗumu*. Tā kā sadursmes ir pilnigi nejaušas, tad dažadi un gluži nekontrolejami ir molekulu ceļu gaŗumi pa kādu domatu laika sprīdi. Tāpat kā ātrumi, viņi ir leeli un mazi, teoretiski runajot no 0 līdz bezgala leeleem. Tapēc ari te jaleeto jēdzeens, vaj nu par *videjo* brīvo ceļu, ar to saprotot visu ņemto molekulu ceļu zumu, dalitu caur molekulu skaitu, vaj *visbeežak sastopamo*; tā tad ari te aprēķinos jaleeto varbūtibas teorijas metodes.

Veegli saprotams, ka brīvā ceļa gaŗumam ir loma gazes berzē, jo kopā ar molekulu ātrumeem viņš nosaka to viņu daudzumu, kas veenā laika veenibā pāreet no lēnakā gazes slāņa uz ātrako. Šo molekulu masas un skaits tad paņem daļu no ātrā slāņa kustibas daudzuma, tā viņa ātrumu pamazinot, t. i. radot berzi. Ja rīkojas ar videjo ceļa gaŗumu λ un videjo molekulu ātrumu Ω, tad, kā to mācija *Maxwell's*, statistisko metodu aprēķini berzes koeficientam dod

$$\gamma = \frac{1}{3} nm\Omega\lambda,$$

kur n ir molekulu skaits veenā tilpuma veenibā un m — mole kulas masa.

Videjais ātrums Ω ir tikai no temperaturas atkarigs, videjais ceļš λ turpreti ari no gazes tilpuma, resp. molekulu skaita veenā tilpuma veenibā, t. i. blīvuma. Kā veegli saprotams, viņš blīvumam preteji proporcionals. Tapēc, ņemot vērā, ka $nm = \delta$, mēs augšejā veenadibā redzam gluži negaidamu rezultatu, ka *gazes eekšejā berze ir no viņas blīvuma neatkariga*. Vaj gaze ir retinata, vaj saspeesta, berze ir ta pati. Tas jasaprot tā, ka kaut gan speedeenam krītotees, ātro slāni aizturošo molekulu skaits pamazinas, totees pārpalikušās dziļak viņā eespeežas. — Tā kā γ neatkaribu no δ (*Maxwell'a* likumu) eksperiments pilnigi apstiprina, tad tas noder kā vislabakais peerādijums, ka kinetiskā teorija eet pareizus ceļus.

Zinot domatās gazes videjo molekulu ātrumu Ω un viņas berzes koeficientu γ, var aprēķināt videjo molekulu brīvo ceļu λ un tad ari to videjo sadursmju skaitu z, kas veenai molekulai gadas veenā sekundē, jo, kā veegli saprotams,

$$z = \frac{\lambda}{\Omega}.$$

Nākošā tabelē savākti daži šos leelumus raksturojoši skaitļi (pee 15°C un 760 *mm*):

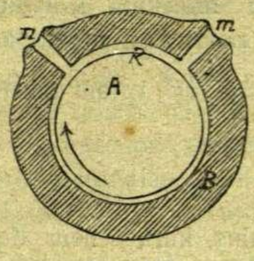
Gaze	η	λ	z
H_2	0,000088 $\frac{gr}{cm.sec}$	0,0000191 *cm*	9100.10[6]
O_2	0,000201	0,0000110	3970.10[6]
N_2	0,000174	0,0000104	4370.10[6]
He	0,000196	0,0000304	4080.10[6]
CO_2	0,000146	0,0000068	5470.10[6]

Viņi, sevišķi z, leecina, ka, teešam, gazes eekšeenē noteekošā kustiba ir neaprakstami chaotiska.

Speedeenam krītotees, videjais brīvā ceļa garums λ peeaug. Veenkārši aprēķini rāda, ka pee veegli sasneedzama retinajuma 10^{-5} *mm Hg* λ pārsneedz dažus metrus. Aiz ša eemesla kādā pa šauru cauruli tekošā gazē molekulu savstarpejām sadursmem jau nekādas lomas vairs nav, un veenigee tecešanas raksturu noteiceji te ir molekulu atsiteeni pret caurules seenām.

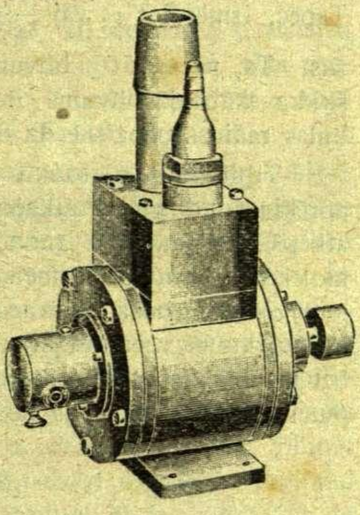
Molekulas mēs uzlūkojam kā elastigas lodes, kuras no trauka ideali gludas (līdzenas) seenas reflektejas pēc § 73. likumeem, Realas seenas gan nav absoluti līdzenas, bet ar grumbuļeem, kas daudz leelaki par gazes molekulam. Tomēr adsorbetā gazes kārta šos grumbuļus nolīdzina, kapēc pee parasteem gazes blīvumeem, molekulai pret seenu atsitotees, rodas tikai normalā speedeena komponente. Bet ja gaze ir retinata, adsorbetais slānis pazūd, seena top molekulari-grumbulaiņa, un molekulas atsiteens dod ari seenai tangencialu speedeenu. Tapēc katrs tekošā retinatā gazē noveetots preekšmets (caurules seena) zem organizeteem molekulu siteeneem eegūst noteiktu, tecešanas virzeenā vērstu, impulsu. Ari otradi: ja gaze ir meerā, bet kustas seena, tad katra molekula, pret viņu atsitusees, dabū kustibas virzeenā vērstu ātruma komponenti. No pirmās atlēkusi, molekula eet pret otru seenu; bet tā kā nekādas citas molekulas ta savā ceļā nesastop, tad viņas ātruma virzeens nemainas. Otrā seena dod molekulai savā kustibas virzeenā treeceenu no jauna, un tā molekula pamazam sāk kustetees caurules seenām līdz. No ta mēs redzam, ka šādai gazes plūsmai ir citads raksturs nekā § 105. aplūkotai. Viņu sauc molekularplūsmu.

Viņas īpašibas Gaede licis sava molekularpumpja konstrukcijas pamatos. Zīm. 177. viņš attēlots schematiski, zīm. 178. dod viņa ārejo attēlu. Masivs metala (tērauda) cilindrs A bultas norādītā virzeenā aši greežas ap horicontalu asi otra cilindra B eedobumā. Sprauga starp A un eedobuma seenu ir visai šaura (kapilara). Kanals n ved uz recipientu, kanals m uz „preekšvakuumu“ — peem., kapselpumpi (§ 101). Sprauga starp A un B seenu no n līdz m ir drusku plataka kā pārejās veetās — ap 0,1 *mm*. Gazes molekulas, nākdamas no recipienta, atsitas pret rotejošo metala cilindru, reflektejas no viņa, tad bez kādeem traucejumeem nonāk līdz eedobuma seenai, reflektejas no viņas, nāk atkal uz A u. t. t. Ar katru atsiteenu molekulas dabū cilindra rotacijas virzeenā, t. i. uz m vērstu ātrumu. Tā īsā laikā viņas teek no n pārdzītas uz m. Kā redzam, pumpešanā te galvenā loma ir molekulareem atsiteeneem, tapēc ari šo pumpi sauc par molekularo pumpi. Viņš parasti strādā pee 8000 cilindra A apgreezeeneem minutē un īsā laikā dod vakuumu līdz 10^{-6} *mm*. Viņa labā īpašiba ir vēl ta, ka viņš veenadi pumpē kā sausu, tā mitru gaisu (gazi), kapēc pee viņa atkrīt parasti vajadzigās mitrumu absorbetajas eetaises.



Zīm. 177.
Molekularpumpis: schema.

§ 121. Molekularleelumi. Van der Waals'a formula. Brīvā ceļa garums atkarajas ne tikai no molekulu skaita gazes tilpumā, bet ari no viņu pašu eeņemtā tilpuma. Jo leelakas ir molekulas, jo mazak starp viņām brīvas telpas. Kinetiskā teorija te dod interesantu sakaru starp videjo brīvā ceļa garumu λ un molekulu caurmēru σ. Maxwell's ir aprēķinajis viņu kā


Zīm. 178.
Molekularpumpis: āreene.

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n},$$

ja n ir 1 cm^3 esošo molekulu skaits.

σ veetā te var ņemt molekulu radiusu $\rho = \frac{\sigma}{2}$; tad

$$\lambda = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi\rho^2 n}.$$

$n\pi\rho^2$ ir visu molekulu šķērsgreezumu laukumu zuma. Tas ir tas laukums, kuru kāda molekula sastop savā ceļā, skraididama pa veenu gazes kub. centimetru. No ta redzams, ka zinot n un no berzes vaj difuzijas eksperimenteem dabujot λ, varam aprēķināt molekulu leelumu. Bet ari bez teešas n zinašanas var ša leeluma robežas aprēķināt. Ņemot vērā, ka visu molekulu tilpumu zuma ir $v_0 = \frac{4}{3}\pi\rho^3$, varam rakstit

$$\lambda = \frac{1}{3\sqrt{2}} \cdot \frac{\rho}{v_0}.$$

Pirmā tuvinajumā var peeņemt, ka v_0 ir tas tilpums, kuru eeņem domatai gazei kondensejotees dabūtā šķidruma tilpums, jo šķidrumā molekulas ir ļoti tuvu veena otrai. Bet v_0 stāv pret visas gazes tilpumu v kā pēdejās blīvums δ pret kondensejušos šķidruma blīvumu δ_0. Tapēc, izmērojot v_0 vaj $\frac{\delta}{\delta_0}$ (pee $v = 1 cm^3$), var dabūt ρ leeluma robežas. Tā, peem., O_2 blīvums pee 0^0C un 760 mm Hg ir 0,00143; šķidra skābekļa blīvums ir 0,9. No ta dabujam, ka skābekļa molekulas radiuss nepārsneedz 8.10^{-8} cm.

Tilpumu v_0 — sauktu kondensacijas tilpumu — vislabaki aprēķināt no gazes atkāpšanās no idealo gazu likumeem. Par šo atkāpšanos jau bija runa § 98. Viņa ir paredzama, jo kaut gan molekulas ir mazas, tomēr viņām ir zinams tilpums, un tapēc formulā $pv = const$ v nekad nevar būt 0. Tā tad runajot par gazes tilpuma maiņu, mums veenmēr jadomā ne viss gazes eeņemtais (trauka) tilpums, bet ta viņa daļa, kas paleek, kad no viņa atņem pašu molekulu tilpumu zumu. Tapēc, ja pēdejo apzīmejam ar

$$b' = v_0 = \frac{4}{3}\pi\rho^3,$$

Clapeyron'a formula jaraksta

$$p(v - b') = RT.$$

Tā izmērojot kādas gazes atkāpšanos no ši likuma, varam dabūt b', resp. v_0 un līdz ar to ρ. Tādā ceļā dabūti šādi skaitļi:

Gaze	O_2	N_2	H_2	CO_2
$\rho.10^{-8}$ cm	3,03	3,47	3,33	2,65

Saprotams, viņi ir tikai tuvinajums īstenibai, rādidami molekulu leeluma robežas.

Realo gazu atkāpšanos no idealo gazu likumeem nosaka ne tikai pašu molekulu eeņemtais tilpums, bet, kā jau minets § 98, ari tas, ka ari gazēs starp molekulam ir savstarpeji peevilkšanās spēki, kas sevišķi intensivi sadursmes brīdī. Tapēc ari te var runat par kautko līdzigu virsmas spraigumam, resp. speedeenam p_0, kas peeveenojas ārejam, pret gazes virsmu vērstajam p. Tā tad ne p, bet $p+p_0$ ir īstais gazes speedeens. Van der Waals's, apskatot šo jautajumu teoretiski, nāca pee slēdzeena, ka p_0 jabūt gazes blīvuma (masas) kvadratam proporcionalam, t. i. preteji proporcionalam gazes tilpuma kvadratam· Nosaucot proporcionalitates faktoru — katrai gazei savu — ar a, rakstam $p=\frac{a}{v^2}$; tad Clapeyron'a formula ir

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=RT.$$

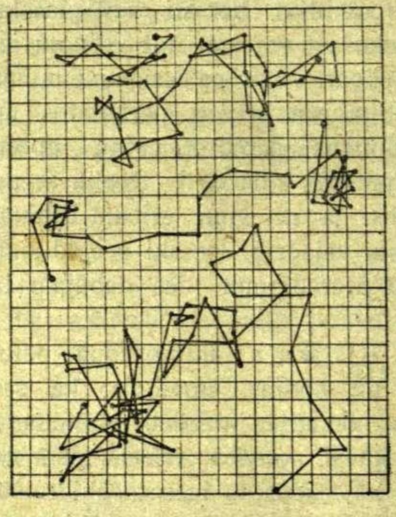
(Te dažu teoretisku eemeslu dēļ $b=4\,b'$). Ši veenadiba pazīstama Van der Waals'a formulas vārdā. Kā rāda novērojumi, viņa peeteekoši labi apraksta realo gazu izturešanos. Viņas konstantes a un b ir no gazes kritiskeem dateem aprēķinamas (§ 146).

§ 112. Brown'a kustiba. Avogadro skaitlis. Molekularkinetiskā hipoteze, pee kuŗas mēs līdz šim turejamees, deva mums eespēju ne tikai izprast daudzas atsevišķas parādibas, bet ari radit plašaku veedokli, no kuŗa raugotees mēs noteekošam varejam dot veenotu izskaidrojumu. Tomēr teešu peerādijumu par viņas pateesigumu mums trūka. Gan tee aprēķini, par kuŗeem bija runats pag. paragrafos un kuŗi mums palīdzeja daudzus notikumus paredzet, viņu aplinkus apstiprinaja. Bet lai no hipotezes dabūtu teoriju, no teorijas pārleecibu, kas nepeeceešams, ja uz viņu gribam dibinat tik leelu parādibu skaita izskaidrojumu, vajadzigi teešaki peerādijumi par viņas eeto ceļu pareizibu. Tādu peerādijumu mēs dabujam tā saucamā Brown'a kustibā.

1827. gadā angļu botaniķis R. Brown's, mikroskopā pētot šķidrumā eekaisitus zeedu putekļus un sporas, novēroja, ka šee putekļi visu laiku ir nemitigā, chaotiski nekārtigā kustibā. Mainidams eksperimenta apstākļus, viņš atrada, ka ši kustiba ir leelā mērā no ārejeem faktoreem neatkariga. Viņa ir kā tekošā, tā meerigā šķidrumā, kā pee augstas, tā zemas temperaturas. Ari pastāviga šķidruma iztvaikošana, putekļišu kapilarās īpašibas, savstarpejā eedarbošanās u. t. t. uz viņu eespaidu neatstāj. Un ne tikai organisku veelu sīki putekļiši tā izturas: ari neorganiskas šķidrumā suspendetas daļiņas, peem., sodreji, mineralu putekļi u. t. t. pastāvigi kustas. Tapēc Brown's domaja te atradis veelas „pirmatnejās molekulas".

Ši parādiba, saukta Brown'a kustiba, ari vēlak nodarbinaja vairakus eksperimentatorus-fiziķus. Visi viņi apstiprinaja Brown'a novērojumus par kustibas neatkaribu no ārejeem eespaideem, ari tādeem, kā gaisma, elektrizacija u. c., bet īsto viņas cēloni neveens eedomat nevareja. Tikai vēl vēlak, 1888. gadā, francuzis Gouy izteica domas, ka te cēlonis meklejams ne pašu suspendeto daļiņu, bet gan šķidruma īpašibās — viņa molekulu nekārtigā kustibā. — Tā pirmo reizi tika formulets uzskats, ka Brown'a kustiba demonstrē šķidruma molekularkinetisko dabu.

Šo domu var tāļak attīstit šādi. Šķidrumā molekulas ir nemitigā kustibā. Ja viņā noveeto kādu ceetu ķermeni, molekulas pret pēdejo savā skrējeenā atsitas, tā radidamas speedeenu. Ja ķermenis ir leels un smags, viņš atseviškos molekulu treeceenus nesajūt, jo vairak tapēc, ka šee pēdejee ir veenmērigi no visām pusem pret viņa virsmu vērsti. Tapēc viņš kustas tikai zem sava smaguma eespaida un krīt, kā to prasa hidrostatikas (ari Stokes) likumi. Bet ja ķermenis ir ļoti mazs, kaut gan, varbūt, daudzreiz leelaks par molekulu, — kā Brown'a novērojumā zeedu puteklis, — pret viņu vērstee molekulu siteeni vairs nav vispusigi-veenmērigi, jo šķidruma molekulu kustiba ir veenmēriga un homogena tikai molekulari-leelā tilpumā, kur loma ir videjeem leelumeem. Tapēc var gaditees, ka puteklitis gluži nejauši kādā mirklī no kādas puses dabū leelaku treeceenu kā no citām un tad, tā kā viņa masa ir maza, viņš pārveetojas. Bet nākošā mirklī, atkal pilnigi nejauši, viņš dabū vairaku molekulu organizetu treeceenu no kādas citas puses, kapēc pārveetojas atkal. Ari no apakšas augšup vērsti var būt šādi siteenu pārakumi. Tā puteklitis vairs negrimst, bet svaidas uz visām pusem un jo vairak, jo mazaks viņš ir. Ta ir viņa Brown'a kustiba.



Zīm. 179.
Brown'a kustiba.

No sacitā sagaidams, ka Brown'a kustiba ir tādā pat mērā chaotiska un nejaušibam padota, ka paša šķidruma molekulu kustiba. To apstiprina ari teeši novērojumi. Zīm. 179. attēlots paleelinats triju šādu suspendetu daļiņu atrašanās veetu fotografisks uzņēmums ik pēc katrām 30 sekundem; šīs veetas tad saveenotas taisnām linijam. Kā redzam, kustiba ir pilnigi chaotiska, līdziga tai, kādu mēs domajam pateeso molekulu kustibu. Te vēl jaņem vērā, ka pateesibā bilde ir daudz raibaka, jo ari pa ņemto 30 sekundu starpbrīdi katra daļiņa daudzreiz maina savu kustibas virzeenu. Tapēc suspendeto daļiņu kopumu mēs varam uzlūkot kā visai retinatu gazi ar ļoti leelām molekulam, un viņu kustibas aprakstam leetot statistiskās metodes tāpat, kā to Maxwell's darija pateesās gazēs. Tad sagaidams, ka ari idealo gazu likumi viņā būs veetā.

Šo uzskatu 1906. gadā attīstija Einstein's. Dibinadamees uz viņa, Perrin's 1909. gadā uzsāka plašu eksperimentalu Brown'a kustibas pētišanu. Lai visas suspendetās daļiņas būtu veenadas, viņš radija tās māksligi. Mēģinajumu ceļā tika atrasts, ka vislabaki eksperimenteem noder dažadas emulsijas, kuŗas dabū, ūdenī berzejot viņā nekūstošās krāsas: gummigutu, karminu, mastiku u. c. Vairakkārtigi viņas tad centrifugejot, var eegūt frakcijas, kuŗās visi krāsu graudi ir apaļi un veenada leeluma. Novērojot viņu grimšanas ātrumu ūdenī, un viņu blīvumu zinadami, pēc Stokes'a formulas (§ 107.) varam aprēķināt viņu radiusu un masu. Perrin'a eksperimentos graudu radiuss bija no 0,6 μ līdz 0,1 μ.

Ja emulsija izturas kā gaze, tad sagaidams, ka viņas „molekulas" smagas būdamas, vertikali noveetojas tāpat, kā smagas gazes, peem. gaisa molekulas atmosferā, t. i. pēc § 97. uzrakstitā likuma

$$lg_{nat}\frac{p_0}{p}=\frac{\delta_0 gh}{p_0}.$$

Te p_0 un p ir gazes speedeeni $h\,cm$ augsta staba galos, δ_0 gazes blīvums viņa lejas galā. Bet p ir proporcionals gazes blīvumam, resp. molekulu skaitam n veenā tilpuma veenibā. Tapēc $\frac{p_0}{p}$ veetā var likt $\frac{n_0}{n}$. No otras puses, $p_0=\frac{1}{3}n_0 m G^2=\frac{1}{3}\delta_0 G^2$. Ņemot palīgā veenadibu:

$$\frac{1}{2}mG^2=kT,$$

dabujam

$$lg_{nat}\frac{n_0}{n}=\frac{3}{2}\frac{mgh}{kT}.$$

Zinot (§ 119) $k=\frac{3}{2}\frac{R}{N}$, galigi rakstam

$$lg_{nat}\frac{n_0}{n}=\frac{Nmgh}{RT}.$$

Tāds ir likums, pēc kuŗa, ja mūsu teorija ir pareiza, janoveetojas ari šķidrumā saspendetām daļiņam, t. i. pēc kuŗa jamainas emulsijas koncentracijai ar augstumu. Kā redzam, viņš eksperimentali veegli pārbaudams, ja mikroskopā saskaita dažados augstumos esošos graudiņus.

Perrin's ņem $h = 0{,}30\ \mu$ un aprēķina, ka augstumos $5\ \mu$, $35\ \mu$, $65\ \mu$ un $95\ \mu$ koncentracijai jabūt proporcionalai skaitļeem

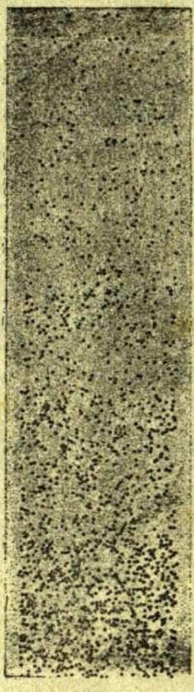
$$100,\ 47,\ 22{,}6,\ 12.$$

Teeši skaitot viņš dabū

$$100,\ 48,\ 23,\ 11{,}1.$$

Tā redzam, ka eksperimentali dabūtee rezultati pilnigi saskan ar teoretiskeem.

Viņi attēloti zīm. 180. Paleelinatā veidā te vertikalā stabā eezīmetas noteiktos augstumos mikroskopā saskaititās daļiņas. Salīdzinot viņu ar zīm. 138, mēs atrodam pilnigu līdzibu. Tas rāda, ka Brown'a kustibā esošās daļiņas pateesi izturas kā idealas gazes molekulas.



Zīm. 180.
Perrin'a emulsija.

Šeem eksperimenteem ir leela nozīme, jo no viņeem var aprēķināt dažas konstantes, kas gazu teorijā spēlē leelu lomu. Kā no augšejās koncentracijas maiņas likuma izteiksmes redzams, zinot $\frac{n_0}{n}$, var dabūt, N, t. i. Avogadro skaitli. Te m — „molekulas" masa — nav aplinkus ceļā jameklē, bet teeši ir izmērojama, kapēc tā dabūtais N ir teeša eksperimenta rezultats. Kā visticamako no viseem saveem rezultateem Perrin's dod

$$N = 6{,}83.10^{23}.$$

Ar viņu tad var ari pateeso molekulu masu aprēķināt. Zinot ūdeņraža grammolekulas svaru $M = 2 gr$, mēs dabujam

$$m_H = \frac{M}{N} = 1{,}64.10^{-24}\, gr.$$

Ari otro svarigo leelumu — universalo konstanti k temperaturas formulā

$$\frac{1}{2} mv^2 = kT$$

var no šeem eksperimenteem dabūt. Zinadams suspendeto emulsijas graudiņu masu, Perrin's aprēķina

$$k = 1{,}65;\ 2{,}00;\ 1{,}74.\ 10^{-16}$$

Kā redzesim vēlak, optiskee eksperimenti te dod

$$k = 2{,}02.10^{-16}.$$

Tā Brown'a kustibā mēs atrodam ne tikai kvalitativu, bet ari kvantitativu analoģiju ar gazem. Tapēc viņas eksperimentali dabūtee likumi ir visā pilnibā pēdejām peeleetojami, un tas rāda, ka molekulari-kinetiskā teorija, kuŗa likta veelas īpašibu izskaidrojuma pamatā, ir pilnigi dibinata. Brown'a kustiba ir kinetiskās teorijas neapšaubams peerādijums.

Kalorimetrija.

§ 123. Siltuma daudzums. Kalorija. Kādā ķermenī esošais siltuma daudzums ir viņa molekulu kinetisko enerģiju zuma $Q = \Sigma \frac{1}{2} m v^2$. Tā tad viņu noteic divi leelumi: molekulu skaits, resp. ķermeņa masa, un molekulu kustibas videjais ātrums. Bet pēdejais ir jo leelaks, jo augstaka ir ķermeņa temperatura. Tapēc, apzīmedami ķermeņa masu ar M, temperaturu ar T un viņa siltuma daudzumu ar Q, varam rakstit:

$$Q = cTM.$$

Kā redzam, siltuma daudzumu var mērot divejadi, leekot pamatā veenu, vaj otru no uzrakstitām izteiksmem. Pirmā gadijumā mēs viņu izteiktu absolutās veenibās — ergos. Bet tāds ceļš nav praksē ejams, jo molekulu masas un kustibas ātrumi, resp. oscillaciju amplitudes, mums visā pilnibā nav zinami. Tapēc nem palīgā otro no augšejām veenadibam, siltuma veenibu definejot kā to viņa daudzumu, kas kādas patvaļigi parizejas substanci peeņemtas veelas veenas masas veenibas (grama) temperaturu paceļ par $1^0 C$. Par šādu substanci, kā parasti, ņem ūdeni, un tā dabūto veenibu sauc gramkalorju ar apzīmejumu *gr-cal.* Kad viņa par mazu, leeto 1000 reizes leelaku ar nosaukumu kilogramkalorija (*kg-cal* jeb *Cal.*)

Novērojumi rāda, ka tā definetā kalorijas vērtiba atkarajas no ņemtā temperaturas intervala (sk. § 126). Tapēc dažadus mērijumus salīdzinot, vēl jaaizrāda, kāda kalorija ir domata. Parasti leeto 0^0—$1^0 C$, vaj 15^0—$16^0 C$ kaloriju, jo vairak pēdejo; ari videjo beeži leeto ar to saprotot to, kuŗu dabū, veena no t_0^0 līdz t^0 sasildita ūdens grama uzņemto siltuma daudzumu dalot ar $t^0 - t_0^0$.

Jēdzeenu par siltuma daudzumu mēs vispirmā kārtā eegūstam, runajot par temperaturas izlīdzinašanos kādā ķermenī, vaj starp vairakeem ķermeņeem. Ja sajauc 100 *gr* 50°*C* temperaturas ūdeņa ar 100 *gr* pee 30°*C*, tad dabū maisijumu, kuŗa temperatura ir 40°*C*. Te sajaukšanās procesā no pirmā ūdens uz otro ir pārgājušas (50—40).100 = = 1000 *cal* = 1 *Cal*.

§ 124. Siltumkapacitate. Specifiskais siltums. Ķermeņa uzņemtais siltums, pāreedams molekulu kinetiskā enerģijā, paceļ viņa temperaturu. Ja ķermenis ir ceets, peeaug viņa molekulu oscillaciju amplitude, ja šķidrums, vaj gaze, — videjais ātrums top leelaks. Bet dažados ķermeņos molekulas ir dažadi saistitas. Veenos saistiba ir vāja, tapēc te molekulas veegli eekustinamas, un ķermeņa temperatura manami ceļas jau pee neleela siltuma daudzuma. Citos, turpreti, molekulas saistitas ceešaki. Lai te kādas tikpat leelas masas temperaturu paceltu par tik pat kā pirmā gadijumā, ķermenim japeedod vairak siltuma. Tā tad dažadeem ķermeņeem ir dažadas siltumuzņemšanas spējas jeb s i l t u m k a p a c i t a t e s.

Siltumkapacitate ir domatā ķermeņa raksturigā ī p a š i b a, ko no veenas puses nosaka ta masa, no otras — molekulu saistiba. Viņa ir fizikals leelums, kas mainas, mums no ķermeņa pee ķermeņa pārejot. Jo viņa leelaka, jo vairak ķermenis spēj sevī uzņemt siltuma, eekams viņa temperatura pārsneedz eepreekš uzdoto. Tapēc, apzīmejot viņu ar C, mēs sakaru starp Q un T varam izteikt

$$Q = CT.$$

Leekot $T = 1$, redzam, ka kapacitates m ē r s ir tas siltuma daudzums $Q = C$, kās vajadzigs lai domatā ķ e r m e ņ a temperaturu paceltu par 1°. Viņas veeniba ir $\frac{cal}{grad}$.

Ķermeņa siltumkapacitate ir viņa masai teeši proporcionala. Bet nu masa nav ķermeņa v e e l a i raksturigs leelums. Tapēc, runajot par veelas termiskām īpašibam, ir peeņemts domat veenu viņas gramu un tad visus aprēķinus vest atteecibā pret viņu. Tad siltumkapacitates mērs ir t a s k a l o r i j ā s i z t e i k t a i s s i l t u m a d a u d z u m s, k a s d o m a t ā s v e e l a s v e e n a g r a m a t e m p e r a t u r u p a c e ļ p a r 1°. Tā definēto kapacitati sauc veelas s p e c i f i s k o s i l t u m u.

Ja viņu apzīmejam ar c, tad no sacitā redzams, ka

$$c = \frac{C}{M}, \text{ t. i. } C = cM.$$

Tā tad pag. § uzrakstitās veenadibas

$$Q = cMT$$

proporcionalitates faktors c ir specifiskais siltums. Viņa mērs ir $c = Q$ pee $M = 1$ un $T = 1$, un dimensija

$$[c] = \frac{cal}{gr.\, grad.} = cal.gr^{-1}.grad^{-1}.$$

$c = 1$ tādai veelai, kuŗas 1 grama temperaturas pacelšanai par $1^0\,C$ vajaga 1 *cal*. Tāds ir ūdens pee 15^0—$16^0 C$, vaj citas temperaturas, — skatotees pēc pašas kalorijas definicijas (§ 123.).

Veelu specifisko siltumu dažadibas redzamas no šāda peemēra. Ja 100 grameem līdz $83^0 C$ sasildita Hg peelej 100 *gr* ūdeņa pee $18^0 C$, tad dabūtā maisijuma temperatura ir 20^0. Ūdens masa, sasildama par 2^0, uzņēmusi 200 *gr-cal*. To pašu siltuma daudzumu atdodams, dzīvsudrabs atdzisis par $83^0 - 20^0 = 63^0$. Tā tad Hg siltumkapacitate, resp. viņa specifiskais siltums ir ap 33 reizes mazaks kā ūdenim.

§ 125. Kalorimetrs. Peeņemot ūdens specifisko siltumu par 1, mēs nupat aprakstito metodi varam izleetot kuŗas katras citas veelas specifisko siltumu meklejot. Ņemsim kādu domatās veelas gabalu ar masu m un sasildisim viņu līdz temperaturai t. Tad kādā traukā, ko sauksim kalorimetru, eeleesim zinamu ūdens daudzumu M ar temperaturu T. Viņā eemests, veelas gabals pamazam atdzisīs, atdodams kalorimetra ūdenim savu pārako siltumu. Tas turpinasees, kāmēr abu viņu temperatura netaps veenadā; apzīmesim viņu ar θ. Tad veela pa eksperimenta laiku ir atdzisusi par $t - \theta$, zaudedama $xm(t - \theta)$ kalorijas, ja x ir viņas specifiskais siltums. Ūdens, turpreti, par $\theta - T$ sasildidams, ir eeguvis $M(\theta - T)$ *cal*. Peeņemot, ka viss veelas atdotais siltums ir pārgājis kalorimetra ūdenī, mēs varam rakstit

$$xm(t - \theta) = M(\theta - T),$$

no kureenes mekletais x dabujams kā

$$x = \frac{M(\theta - T)}{m(t - \theta)}.$$

Visi šīs veenadibas labās puses leelumi ir zinami, tā tad x veegli aprēķinams.

Bet ne tikai ūdenī pāreet veelas atdotais siltums. Ari pats kalorimetrs dabū daļu no viņa, tad tas termometrs, ar kuŗu ūdens temperaturu mērojam; ari apkārtejais gaiss, — vispāri visi tee preekšmeti, kas ar ūdeni sakarā, sasilst uz viņa rēķina. Tas viss jaņem vērā, ja eksperimentam jabūt precizam, un tapēc jazin visu šo preekšmetu masas un specifiskee siltumi. Apzīmedami pirmās ar $m_1, m_2, m_3 \ldots$ un otros ar $c_1, c_2, c_3 \ldots$, varam rakstit veegli saprotamu veenadibu.

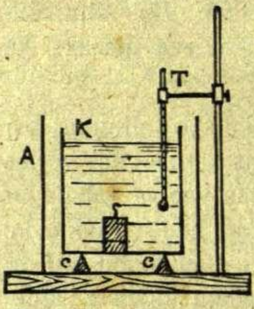
$$xm(t-\theta) = M(\theta - T) + c_1 m_1 (\theta - T) + c_2 m_2 (\theta - T) + \ldots,$$

jeb

$$xm(t-\theta) = (\theta - T)(M + c_1 m_1 + c_2 m_2 + \ldots),$$

no kureenes

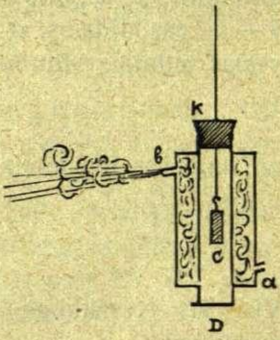
$$x = \frac{(M + c_1 m_1 + c_2 m_2 + \ldots)(\theta - T)}{m(t-\theta)}.$$



Zīm. 181. Kalorimetrs.

Kā kalorimetru parasti ņem plānu misiņa, vaj vaŗa cilindrisku trauku K, kuŗu eksperimenta sākumā nosveŗ. Lai no apkārtejām gaisa strāvam un izstarošanas cēlušās, kļūda būtu jo maza, viņu noveeto otrā, platakā traukā A (zīm. 181) ar labi reflektejošām gludām seenam. Teešu siltuma aizplūšanu aizkavē, nostādot K uz trim smaileem siltuma izolatoreem c (korkam). Lai panāktu ātraku ūdens un ņemtās veelas temperaturu izlīdzināšanos, ūdeni pastāvigi maisa, vaj nu ar pašu termometru, vaj specieli tam nolūkam izgatavotu lāpstiņu.

Pētamā ķermeņa sildišanai visparocigaki leetot verdoša ūdens tvaikus. Šim nolūkam der zīm 182. attēlotā eetaise. Cilindrs KD no visām pusem apņemts ar otru plataku, kuŗā pa a laiž verdoša ūdens tvaikus; pa b viņi aizeet. KD dibens D ir atvēžams. Pētamo ķermeni C eekaŗ deegā, vaj teevā, cauri korķim K izlaistā drātī. Tā C vajadzigā brīdī var teeši eelaist apakšā paliktā kalorimetrā. Tvaika, resp. C temperaturu mēro ne teeši, bet aprēķina pēc eksperimenta brīža barometriskā speedeena (§ 138).



Zīm. 182.

Ari šķidrumu specifisko siltumu var ar šo metodi atrast. Nosveŗot kādu viņa daudzumu un sasildot viņu līdz vēlamai temperaturai, eelej to kalorimetra ūdenī (saprotams, ja pētamais šķidrums ķimiski uz ūdeni nedarbojas).

Tādā ceļā dabūti šādi ceetu elementu specifiskee siltumi (15°*C*):

Veela	*c*	*A*
Magnezijs . . .	0,250	24
Aluminijs. . . .	0,222	27
Dzelzs	0,115	56
Varš.	0,093	64
Cinks	0,094	65
Sudrabs.	0,056	108
Platins	0,032	195
Dzīvsudrabs . .	0,033	200
Svins	0,031	207

Trešā tabeles slejā eerakstiti ņemto veelu atomsvari. Kā redzesim vēlak, viņi ar specifisko siltumu stāv noteiktā sakarā.

Šķidrumu un dažu citu veelu specifiskos siltumus dod nākošā tabele.

Veela	*c*	
Ūdens. . .	1,000	
Alkohols .	0,566	0° *C*
Eteris . . .	0,529	0° *C*
SO_2	0,235	0° *C*

Aprakstītā kalorimetra pamatā likta īpašiba, ka diveem ķermeņeem „sajaucotees", viņu temperaturas izlīdzinas. Viņu sauc ari ūdenskalorimetru. Tāļak, §§ 132. un 134., eepazīsimees ari ar citeem kalorimetru principeem.

§ 126. Specifiskais siltums un temperatura. Kā jau bija minets, veelas specifiskais siltums mainas līdz ar temperaturu. Tapēc kalorimetriskā ceļā dabūtās viņa vērtibas ir tikai videjās. Tam leela nozīme, sevišķi atteecibā uz ūdeni, jo no ta atkarajas kalorījas definicija. Cik leelā mērā tas vērā ņemams, redzams no nākošās tabeles ($c_{15^0} = 1$):

t	*c*	*t*	*c*
0°	1,0080	50°	1,0000
10°	1,0044	60°	1,0017
25°	1,0000	70°	1,0034
20°	0,9989	80°	1,0050
30°	0,9983	90°	1,0070
40°	0,9990	100°	1,0160

Ar 0^0 sākot, c līdz ar temperaturu pamazinas, starp 30^0—40^0 sasneedz minimumu un tad pastāvigi peeaug. Ari citu veelu specifiskais siltums aug līdz ar temperaturu. Tā, peem., eterim pee -30^0 $c=0{,}511$, pee 0^0 $c=0{,}529$, pee 30^0 jau 0,546.

Izcilus veetu te eeņem ogļradis (C), bors (B) un silicijs (Si). Tā dimantam, kas ir tīrs ogļradis,

t	0^0	50^0	100^0	200^0	600^0
c	0,0947	0,1435	0,1905	0,2791	0,4408

Specifiskā siltuma atkarība no temperaturas ir visai kompliceta. Lai dabūtu viņas analitisko izteiksmi, jazin atoma, resp. molekulas vibracijas mechanisms. Ši jautajuma noskaidrošanai daudz devuši Nernst'a un viņa skolenu darbi. Teorija leek sagaidit, ka temperaturai krītotees, visu veelu specifiskee siltumi pamazinas un tā, ka pee absolutās 0 $c=0$. To apstiprina ari eksperimenti pee visai zemām temperaturam.

Praksē izteek ar empirisku formulu

$$c_t = A + Bt + Ct^2,$$

kur A, B, C ir ņemtai veelai raksturigas konstantes. Tā ūdenim augšejā tabelē dotee skaitļi dabujami, leekot $A=0{,}99827$, $B=$ $=-103{,}68 \,.\, 10^{-6}$ un $C=+207{,}36 \,.\, 10^{-8}$.

Pee ši jautajuma mēs vēl atgreezisimees šīs grāmatas otrā sējumā.

§ 127. Dulong'a un Petit likums. § 125. peevesto tabeli uzmanigi caurlūkodami, redzam, ka ceetu kermeņu specifiskee siltumi ir jo leelaki, jo mazaki ir viņu atomsvari. Dulong's un Petit šo sakaru pētidami, atrada, ka gandrīz visām ceetām veelam produkts $Ac=const$ ar skaitlisko vērtibu 6,3. Te A ir atomsvars, c veelas specifiskais siltums; leelumu Ac sauc atomsiltumu. Ciktāļ šis likums, kas pazīstams Dulong'a un Petit likuma vārdā, ir veetā, rāda sekošā tabele:

Veela	A	c	Ac
Li	7	0,94	6,59
Na	23	0,30	6,75
Al	27,1	0,21	5,8
Cu	63,6	0,093	5,9
Zn	65,2	0,092	6,23
Pt	194,8	0,032	6.3
Pb	206,9	0,031	6,4
		Videjais	6,28

Kā no viņas redzam, vismaz pirmā tuvinajumā visi atzīmetee atomsiltumi ir veenadi un 6,3.

Bet ir te ari daži spilgti izņēmumi. Pirmā kārtā tādi ir jau agrak mineto bora, ogļraža un silicija atomsiltumi. Tā silicijam viņš ir 4,62, boram 2,51 un oglei tikai 1,76. Tomēr izcilus šīs veelas stāv tikai pee parastām temperaturam. Kā redzejām pag. §, taisni viņu specifiskee siltumi visai strauji aug ar pēdejo. Tapēc temperaturai augot, aug viņu atomsiltums, tuvodamees skaitlim 6. Tā oglei pee 200° C Ac ir jau 3,3, pee 1000° C jau 5,5.

Molekularsiltums ir leelums Mc, ja M ir domatās veelas molekularsvars. Viņu nosaka Joule-Kopp'a likums: ceetu ķimisku saveenojumu molekularsiltums ir veenads ar viņu sastāvdaļu atomsiltumu zumu. $AgCl$ molekularsvars ir $107{,}93+35{,}46=143{,}39$; viņa molekularsiltumam jabūt Ag un Cl atomsiltumu zumai, t. i. 12,6. No ta sagaidams viņa specifiskais siltums $c=\frac{12{,}6}{143{,}39}=0{,}089$. Teesā ceļā Regnault dabūtais skaitlis ir 0,091.

Ari atteecibā uz šo likumu ne veenmēr ir saskaņa starp teoriju un novērojumu. Tāpat kā pee atomsiltuma, ši nesaskaņa ir grūti izskaidrojama.

§ 128. Gazu specifiskais siltums. Specifisko siltumu definejot, vispāri sakot, jaizšķir divi gadijumi: veens, kad ķermeni sildot viņam ļauj brīvi izplestees, otrs, — kad izplešanās nenoteek. Abos šajos gadijumos specifiskee siltumi ir dažadi. Sevišķi tas sakams par gazem, kuŗu tilpuma maiņa ir leela. Tapēc viņās izšķiŗ specifisko siltumu pee konstanta speedeena c_p un konstanta tilpuma c_v.

Atšķiriba starp viņeem veegli saprotama. Kad gazes tilpums nemainas, viss viņas no āreenes uzņemtais siltuma daudzums pāreet molekulu kustibā, t. i. eet temperaturas pacelšanai. Kad viņa sasilstot izplešas, viņa pastrādā vēl darbu, pārvarot uz sevi gulošo speedeenu. Te gaze sasilst mazak, un vairak viņai jauzņem siltuma, lai sasiltu tikpat, kā pirmā gadijumā. Tapēc sagaidams, ka $c_p < c_v$. To rāda ari novērojumi.

Eksperimentalā ceļā c_v atrast ir ļoti grūti. Ņemot parasta leeluma kalorimetru, mēs esam speesti rīkotees ar neecigu gazes masu (mazu tilpumu). Tad uzņemtais siltuma daudzums ari ir mazs, bet relativi leela ir ta viņa daļa, kas nepeeteekoši labās izolacijas dēļ eet zudumā. Tapēc pee aprēķineem rodas leelas kļūdas, un rezultati nav precizi. Aiz ša eemesla praksē meklē tikai c_p.

Šim nolūkam gazei leek tecet pa spiralē saleektu un kalorimetrā noveetotu cauruli (Regnault metode). Nākdama no gazometra, viņa eepreekš eet caur atteecigas temperaturas telpu, kur sasilst, un tad pee atmosferas speedeena cauri spiralei plūzdama, atdod viņai, resp. kalorimetram savu pārako siltumu. Zinot kādā laikā iztecejušo gazes tilpumu un viņas blīvumu, var dabūt tās masu. Tādā ceļā dabūti šādi skaitļi:

Gaze	c_p	c_0
Cl	0,1214	0,2962
CO_2	0,2164	0,3308
O_2	0,2175	0,2405
Gaiss	0,2375	0,2375
N_2	0,2438	0,2370
H_2	3,4090	0,2359

Gazu specifiskais siltums ir leelaks par ceetas veelas specifiskeem siltumeem. Visai leels viņš ir ūdeņradim.

Tabeles trešā slejā aprēķinati tee siltuma daudzumi, c_0 kas vajadzigi nosaukto gazu veenadu tilpumu sasildišanai par 1^0 C. Kā redzam, gazem, kas grūti kondensejamas (gaiss, O_2, N_2, H_2), šee siltumi pirmā tuvinajumā uzlūkojami kā veenadi. Bet tā kā veenados gazu tilpumos, ir veenads molekulu skaits, tad tas rāda, ka šo gazu molekulas visas uzņem veenadus enerģijas (siltuma) daudzumus. No ta spreežam, ka ari viņu molekularsiltumeem jabūt veenadeem, jo Mc_p ir gazes grammolekulas uzņemtais siltums, bet visās grammolekulās veenados apstākļos ir veenads molekulu skaits. To rāda ari uzrakstitās tabeles skaitļi. Tā skābeklim (O_2) $Mc_p = 0{,}2175 \,.\, 32 = 6{,}96$, slāpeklim ($N_2$) 6,82, ūdeņradim 6,81.

Ari no temperaturas šo gazu siltumkapacitate ir neatkariga. Pēc Regnault novērojumeem, gaisam starp 0^0 un 100^0 C specifiskais siltums ir 0,2374, starp 0^0 un 217^0 C 0,2375 un starp -30^0 un $+10^0$ 0,2377.

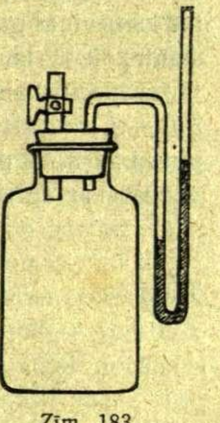
Citadi tas ir gazēs, kuru kondensacijas temperaturas ir tuvu eksperimenta temperaturai, peem., CO_2, Cl u. c. Tā CO_2 specifiskais siltums starp -30^0 un $+10^0$ C ir 0,1843, starp -10^0 un 210^0 jau 0,2169.

§ 129. $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$. **Clement un Desorme'a metode.** Ja c_v eksperimentalai atrašanai ir grūtibas ceļā, tad totees abu specifisko siltumu atteecibu $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ var dabūt deezgan precizi. No viņas tad c_v ari aprēķina. Tam nolūkam gazei leek izdarit procesu, kuŗā viņa no savas apkārtnes zinamu siltuma daudzumu eegūst, vaj viņai atdod.

Visus termiskos procesus var eedalit divās grupās. Pee veenas peeder tee, kuŗos pee visām gazes pārvērtibām viņā esošais siltuma daudzums nemainas ($Q = const$). Te gaze ne no kureenes siltumu neeegūst, ne ari savai apkārtnei tādu atdod. Tapēc, ja pārejot no veena stāvokļa otrā, gaze dara darbu, viņa atdzeest; ja darbs pee viņas teek pastrādats, viņa sasilst. Šādus procesus sauc adiabatiskus procesus. Viņi eespējami traukos, kuŗu seenas ir siltumam pilnigi necaurlaidigas. Bet ari bez šādām seenām viņi realizejami. Kā rāda novērojumi, katra temperaturu izlīdzināšanās, resp. siltuma pāreja, prasa zinamu laiku. Tapēc, ja process noteek pēkšņi, tad kaut ari trauka seenas nav absoluti necaurlaidošas, tomēr nekādas siltuma apmaiņas ar apkārtni notikt nepaspēj, un process norit adiabatiski.

Preti adiabatiskeem stāv tee procesi, kuŗos temperatura paleek veena un ta pati ($T = const$). Viņus sauc izotermiskus procesus. Tādi eespējami tur, kur stāvokļa maiņa noteek tik lēni, ka gazes temperatura paspēj ar savu apkārtni izlīdzinatees. Izotermiskeem proceseem tā tad veenmēr eet blakus uz veenu vaj otru pusi vērsta siltuma plūsma.

Nu raksturigi ir tas, ka visos adiabatiskos procesos veenmēr sastopams leelums $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$. Tā, peem., ja izotermiskā gazes tilpuma maiņā $pv = const$, tad adiabatiskā $pv^{\varkappa} = const$. Tāpat tajos gaisa sabeezejumos un retinajumos, kas rada skaņas vilni, atteecibai $\varkappa$ ir leela loma; ari te process norisinas tik strauji, ka pee gaisa saspeešanas raditais siltums nepaspēj pāreet uz pārejo gaisu. Tapēc adiabatiskus procesus var izleetot $\varkappa$ meklejot.


Zīm. 183. Clement-Desorme'a metode.

No atteecigām metodem te aprakstisim Clement un Desorme'a izstrādato, kas pazīstama viņu vārdā. Ņemsim dažu litru tilpuma, ar manometru saveenotu stikla balonu (zīm. 183), kuŗa kaklā eerīkots aizgreeznis ar visai platu ceļu. Balonā eepumpejam pētamo gazi tā, lai viņas speedeens būtu drusku leelaks par ārejās atmosferas speedeenu b. Speedeena pārakumu rāda manometrs; nosauksim to h_1. Tad gazes speedeens balonā ir $b + h_1$.

Balona tilpuma veetā domasim viņa gazes specifisko tilpumu, t. i. to, kuŗu eeņem veens viņas grams. Nosaucot viņu v_0, gazes, resp. apkārtnes temperaturu t_0, mēs gazes stāvokļa raksturojumu eksperimenta sākumā dabujam ar skaitļeem $v_0, b + h_1, t_0$. Nu ātri attaisisim aizgreezni. Daļa saspeestās gazes aizplūdīs, viņas speedeens balonā kritisees, izlīdzinadamees ar ārejo speedeenu b. Līdz ar to viņas specifiskais tilpums peeaugs, jo blīvums pamazinasees. Izplezdamās un atmosferas speedeenu pārvaredama, gaze pastrādā darbu. Tā kā straujās iztecešanas dēļ (plats aizgreežņa ceļš) viņa izplešas adiabatiski, tad šo darbu daridama ta atdzeest. Nosaucot viņas temperaturu šinī brīdī ar t, specifisko tilpumu ar v, mēs dabujam jauno stāvokļa raksturojumu v, b, t.

Tagad aizgreezni aiztaisisim. Balonā palikusī gaze ar specifisko tilpumu v nu pamazam sasilst, peeņemot apkārtnes temperaturu t_0. Līdz ar to aug viņas speedeens, beidzot sasneegdams $b+h_2$, kur h_2 atkal dod manometrs. Tad gazes trešais stāvoklis ir v, $b+h_2$, t_0.

Pa visu šo laiku gaze bijusi trijos stāvokļos. Pārskata labā uzrakstisim viņus šādā veidā:

$$\begin{array}{llll} \text{I} & v_0, & b+h_1, & t_0 \\ \text{II} & v, & b, & t \\ \text{III}. & v, & b+h_2, & t_0. \end{array}$$

Pirmā procesā, gazei adiabatiski no I uz II stāvokli pārejot, nekādas siltuma apmaiņas ar āreeni nenoteek. Pārejot no II uz III, katrs viņas grams, par $t_0-t=\theta$ sasildams, eegūst $c_v\,\theta$ *cal*. Bet stāvoklī III gazi var novest ari citadi. Izeedami no I, domās atdzesesim viņu, kamēr speedeens netiks $b+h_2$. Ja tam vajadzigā temperatura ir t_1 (stāvoklis II′), tad katrs viņas grams zaudē $c_v(t_0-t_1)=c_v\theta'$ *cal*. Pēc tam, turot $b+h_2$ konstantu, t. i. ļaujot gazei izplestees, sasildisim viņu līdz t_0. No tam viņas specifiskais tilpums peeaugs līdz v, un katrs viņas grams eegūs $c_p(t_0-t_1)=c_p\theta$ *cal*. Tā viss viņas eegūtais siltums būs $c_p\theta'-c_v\theta'$, un viņa būs no I pārgājusi stāvoklī III. Tapēc šis siltuma eeguvums būs veenads ar agrak dabūto $c_v\theta$:

$$c_v\theta=(c_p-c_v)\theta'.$$

Tas dos

$$\varkappa=\frac{c_p}{c_v}=1+\frac{\theta}{\theta'}.$$

Bet pee pārejas no I uz II stāvokli $b+h_2=b(1+\alpha\theta)$, no I uz II′ $b+h_2=(b+h_1)(1-\alpha\theta')$; tapēc $\alpha\theta=\frac{h_2}{b}$ un $\alpha\theta'=\frac{h_1-h_2}{b+h_2}$. Tas dod

$$\frac{\theta}{\theta'}=\frac{h_1}{h_1-h_2}\cdot\left(1+\frac{h_2}{b}\right).$$

Ja h, salīdzinot ar b, ir mazi, peem., dažos cm mēroti, tad mazs ir, salīdzinot ar 1, ari $\frac{h_2}{b}$ un tapēc atmetams. Tad paleek

$$\varkappa = 1 + \frac{\theta}{\theta'} = \frac{h_1}{h_1 - h_2}.$$

Tā aprakstitā kārtā rīkodamees, divreiz atskaitot manometra rāditos speedeenus h_1, h_2, veegli aprēķinam $\varkappa$. Šādi viņi dabūti dažadām gazem:

Gaze	Gaiss	O_2	N_2	H_2	CO_2	Cl
$\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$	1,410	1,410	1,410	1,410	1,291	1,323

Kā redzams, tām gazem, kuŗas savās īpašibās tuvojas idealām (H_2, N_2, O_2), $\varkappa$ ir pastāvigs, ap 1,41. Citām viņš svārstas plašās robežās. Ari jau agraki taisito slēdzeenu, ka $c_p > c_v$, šee skaitļi apstiprina, jo visos gadijumos $\varkappa > 1$. Pee ši jautajuma mēs atgreezisimees § 156.

Agregatstāvokļa maiņa.

§ 130. Vispārigs raksturojums. Veelas acumirkligais stāvoklis — ceets, šķidrs, gazejads, - kā jau minets § 66, nav viņai raksturiga paleekoša īpašiba, bet temperaturas un citu āreju apstākļu noteikts Pēdejeem mainotees, mainas ari veelas stāvoklis. Tas veegli izprotams no molekularkinetiskā veedokļa raugotees. Ceetas veelas molekulas, būdamas saistitas ar savām līdzsvara veetam, var tikai oscillet ap tām. Temperaturai paceļotees, oscillaciju amplitudes peeaug, veela izplešas. Ja sildišana turpinas tāļak, un ja veen veela pee tam nemainas ķimiski, rodas brīdis, kad molekulu kinetiskās enerģijas top peeteekoši leelas, lai pārspētu viņu peevilkšanos. Tad molekulas laiku pa laikam noraujas no savām veetam un, brīvas tapušas, sāk veena gar otru līst, pamazam uz preekšu kustedamās, savā starpā sadurdamās, atkal uz brīdi no jauna saistidamās u. t. t. Līdz ar to veela zaudē savu ceeto formu un citas ceeta veida īpašibas, — viņa pārvēršas šķidrumā — i z k ū s t. Pretejā virzeenā eedami — šķidrumu atdzesedami, mēs atkal nonākam pee zinamas temperaturas, kad molekulu peevilkšanās spēki top stipraki par viņu kinetisko enerģiju, kapēc tās noveetojas noteiktās līdzsvara veetās, dodot ceetam ķermenim raksturigu konfiguraciju — šķidrums s a s a l s t, s a c e e t ē. Acimredzot, kādas veelas ceeta veida kušanas un viņas šķidrā veida sasalšanas temperatura ir veena un ta pati.

Dabūto šķidrumu tāļak sildidami, mēs speežam viņa molekulas straujaki kustetees. Pee zinamas temperaturas viņu ātrums, resp., kinetiskā enerģija var kļūt tik leela, ka atsiteenos eegūtee impulsi top daudz leelaki par peevilkšanās spēkeem, un tās izklīst uz visām pusem: šķidrums pāreet tvaikā — iztvaiko. Ja trauks, kurā tas atrodas, ir noslēgts, viss viņš peepildas ar molekulam. Chaotiski kustedamās, savā starpā sasizdamās, atsizdamās pret trauka seenām, viņas izturas kā parasto gazu molekulas, un jo vairak, jo augstaka ir temperatura. Tāpat otradi — tvaiku atdzesedami, mēs atkal nonākam līdz temperaturai, kad pee divu molekulu sadursmes sāk spēlet lomu viņu savstarpejā peevilkšanās, un var notikt, ka šādas molekulas jau veena no otras vairs tālu neaizeet. Ar laiku viņām peebeedrojas citas. Tā pamazam temperaturai, resp. molekulu kinetiskai enerģijai pamazinotees, rodas leeli molekulu sakopojumi, — no gazes, resp. tvaika rodas šķidrums — tvaiks sabeezē, kondensejas. Ari te saprotams, ka tas noteek pee tās pašas temperaturas, pee kuras šķidrums tvaikā pāreet.

Tā kinetiskā teorija, vismaz kvalitativi, dod agregatstāvokļa maiņas izskaidrojumu. Turpmak aplūkosim katru no šīm maiņam atsevišķi.

§ 131. Kušana. Saceetešana. Veelas ceeta veida kušanas, resp. šķidrā veida sasalšanas temperaturu noteic, starp citu, tās molekulu saistiba; tapēc viņa tai raksturiga. Tā ledus, kādā ceļā un laikā tas ari nebūtu eegūts, veenmēr kūst (ūdens sasalst) pee $0^0 C$, — ja tikai ārejee apstākļi, peem., speedeens, ir veeni un tee paši. Ši temperatura veegli atrodama ar termometru, jo leelajam ceeto veelu vairumam viņa pa visu kušanas (sasalšanas) procesa laiku nemainas. Sekodami pētamā ceetā veelā noveetotam termometram, atzīmejam to eedaļu, pret kuru dzīvsudraba staba gals, neskatotees uz tāļako sildišanu, apstājas. Viņa rādītā temperatura tad ir ņemtās veelas kušanas temperatura. Nākošā tabelē ir dotas dažas no viņām:

Helijs	— 272	Selens	+ 217
Ūdeņradis	— 259	Alva	+ 231,8
Slāpeklis	— 211	Vismuts	+ 269
Alkohols	— 112	Svins	+ 327
Ogles dioksids	— 57	Cinks	+ 419
Dzīvsudrabs	— 38,9	Sudrabs	+ 961
Benzols	— 5,5	Zelts	+ 1062
Ūdens	0	Varš	+ 1084
Fosfors	+ 44	Stikls	+ 1000—1400
Kalijs	+ 62	Dzelzs	+ 1530
Vasks	+ 62	Platins	+ 1764
Natrijs	+ 97,5	Iridijs	+ 1950
Sērs (romb.)	+ 112,8	Tantals	+ 2900
Sērs (monoklin.)	+ 119,25	Volframs	+ 3540

Kā redzam, kušanas temperaturas ir visai dažadas. Viszemakas viņas ir veelam, kuŗas parastos apstākļos ir gazejadas un tikai pee zemām temperaturam top šķidras (§147), tad dažeem šķidrumeem. Metalu kušanas temperaturas ir augstas, sevišķi iridijam, tantalam un volframam. Ari oglei viņa tik pat augsta. Tadas temperaturas sasneedzamas tikai elektriskā lokā (loka lampa).

Ne veenmēr kušanas punkts ir krasi noteikts. Ir veelas, galvenā kārtā amorfās, kuŗu kušana noteek ļoti plašās temperaturas robežās. Tādas ir vasks, stikls, gumija, ari dzelzs, platins, selens. Viņas papreekš top mīkstas un tikai pamazam pilnigi šķidras. Tā, peem., selens jau pee 45^0 paleek mīksts, pee 100^0 viņš ir pusšķidrs un tikai pee 217^0 pavisam šķidrs. Tapēc šo veelu kušanas temperatura ir nenoteikta un gŗūti definejama. Tas rāda, ka te pirms, vaj pa kušanas laiku veelā neteek kautkāda molekulu pārgrupešanās.

Dažas veelas šķidrā stāvoklī nemaz nav dabujamas, peem., koks: jau eepreekš viņš ķimiski sadalas, dodams ceetus, šķidrus un gazejadus produktus. Ir ari tādi gadijumi, kad veela no ceeta veida teeši pāreet gazejadā. Tā, peem., jods. Sakarsets, viņš iztvaiko, un viņa tvaiki, atdzizdami, teeši dod ceeta joda kristalus. Šo parādibu sauc s u b l i m a c i j u. Ari ogle pee parastā atmosferas speedeena teeši sublimē. Viņu šķidrā veidā dabūt izdodas tikai pee leeleem speedeeneem (M o i s s a n). Sublimē ari l e d u s. Viseem pazīstams fakts, ka zeemas salā ledū sasalusi veļā ar laiku izžūst tik pat labi kā vasarā. Te ledus teeši iztvaiko, ūdeni neradot.

Daudzreiz gadas, ka šķidrums, atdzeestot nesasalst pee vajadzigās temperaturas. Jau F a h r e n h e i t's novēroja, ka ūdeni var atdzeset līdz — 5^0. Uzmanigi rīkojotees, viņa temperaturu var nodzīt pat līdz $-20^0 C$ — viņš tomēr paleek šķidrs. To sauc šķidruma p ā r d z e s e š a n u. Bet pārdzesešana eespējama tikai tad, ja šķidrums visu laiku ir pilnigā meerā un, galvenais, ja viņš nenāk sakarā ar sava paša ceeto veidu. Pretejā gadijumā viņš p ē k š ņ i sasalst, pee kam viņa temperatura uzreiz paceļas līdz kušanas temperaturai.

Ūdens pārdzesešana veegli novērojama ar dilatometram līdzigu trauku, kuŗā eerīkots termometrs. Traukā ir ūdens, no kuŗa ar ilgu vārišanu izdzīts viss viņa absorbetais gaiss. Ūdenim vēl vārotees, dilometra gals ir aizkausets; tā virs ūdeņa ir bezgaisa telpa. Noveetodami šādu trauku sneega un vāramsāls maisijumā, kas dod temperaturu līdz — $20^0 C$, mēs redzam, ka vēl pee — 10^0 ūdens viņā ir šķidrs. Bet ja viņu sakratam, viņš pēkšņi sasalst, un ta temperatura paceļas līdz 0^0.

Vēl jo ērtaki tas novērojams pee veelas, ko sauc n a t r i j a t i o s u l f a t u ($Na_2 S_2 O_3 + 5 H_2 O$). Viņa kušanas temperatura ir $+ 48^0 C$, bet izkausets un pat līdz 18^0 atdzesets, viņš paleek šķidrs.

Ja tagad viņā eemet neleelu viņa kristalu, viņš pēkšņi saceetē, pee kam temperatura paceļas līdz 48°. Te saceetešanu rada eemestais kristals. Raksturigi ir tas, ka to pašu var panākt ar kādu citu kristalu, ja veen viņam ir tiosulfata kristaliskā forma. Tapēc ari pirmā gadijumā ūdeņa pārdzesešanai bija vajadzigs izdzīt no viņa ta absorbeto gaisu, jo pēdejais veenmēr satur sevī dažadus putekļus, starp kuŗeem ir sastopami dažadi mikroskopiski kristali, kam ir ledus kristaliskā forma.

§ 132. Tilpuma maiņa. Speedeena eespaids. Tā kā ķermenim kūstot mainas viņa molekularee atstātumi, tad līdz ar to mainas viņa tilpums. No ceeta stāvokļa šķidrā pārejot parasti tilpums peeaug. Tā Kopp's, pētidams fosfora izturešanos, atrada, ka ja viņa tilpumu pee 0^0 apzīmē ar 1,0000, tad pee kušanas temperaturas $+44^0 C$ ta ceetā veida tilpums ir 1,0160 un šķidruma tilpums 1,0517. Te fosforam kūstot viņa tilpums mainijees par 0,0457. Preteji izturas ūdens un no elementeem dzelzs (*Fe*) un vismuts (*Bi*). Tā ja ūdens tilpums pee $4^0 C$ ir 1,0000, tad pee 0^0 viņš ir 0,00012 un no viņa dabūtā ledus tilpums 1,09082. Tā tad ūdenim sasalstot, viņa tilpums peeaug par 0,09 daļu, t. i. par $9^0/_0$.

Ja ledum izplestees neļauj, leekot ūdenim sasalt noslēgtā un pilnigi viņa eeņemtā traukā, molekularee spēki uz trauka seenām attīsta visai eevērojamu speedeenu. Ja čuguna bumbu peepilda ar ūdeni, tad hermetiski viņu aiztaisa un leek ūdenim sasalt, bumba, kaut ari beezām seenām būdama, pārplīst. Tas pats noteek ūdenim metala vadā sasalstot: vads pārsprāgst.

Šai ūdens īpašibai ir leela loma daudzos ģeoloģiskos procesos. Ūdenim akmeņu un klinšu spraugās eesūcotees un zeemā sasalstot, tee pamazam sašķeļas.

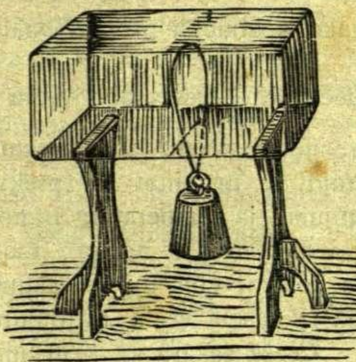
Līdz ar tilpumu, mainas ari veelas blīvums. Kad sasalstot, tās tilpums pamazinas, blīvums peeaug, un viņas sasalušee gabali grimst vēl nesasalušā šķidrumā. Ja, turpreti, tilpums peeņemas, saceetejušo daļu blīvums ir mazaks par šķidruma blīvumu, kapēc viņas peld. To novērojam pee ledus, čuguna u. c. Veegli saprast, kāda loma šai ledus īpašibai ir dabas dzīvē. Veenmēr ūdenim virsū būdams, viņš kā slikts siltuma vaditajs to pasargā no straujas atdzišanas un izsalšanas. Gan atzīmejams, ka dažos gadijumos ledus uzturas ari dibenā, sevišķi upēs (tā saucamais dibens-ledus).

Ceešā sakarā ar tilpuma maiņu stāv ārejā speedeena eespaids uz kušanas temperaturu. Ja pee kušanas veela savu tilpumu paleelina, (parafins), speedeena paaugstinajums paceļ ari kušanas temperaturu. Ja turpreti veelas tilpums kūstot pamazinas (ūdens), ārejais speedeens pazemina kušanas temperaturu. Tā pirmā gadijumā parafins, pee atmosfera speedeena kuzdams pee $46,3^0 C$, pee 85 atmosferam kūst pee

48,9°, pee 100 atmosferam pee 49,9°. Sērs (S), kuŗa kušanas punkts zem atmosferas speedeena ir 107° C, pee 519 atmosferam kūst jau tikai pee 135°, un zem 792 atmosferam pat tikai pee 140,5° C. Sevišķi stipri ārejais speedeens eespaido benzola un tetrachlormetana (CCl_4) kušanu. Speedeenam no 1 līdz 700 atmosferam paceļotees, benzola kušanas temperatura peeaug no 5,4° uz 22°, tetrachlormetana kušanas temperatura no — 30° pee 1 atmosferas speedeena līdz + 19,5° pee 1160 atmosferam.

No otras minetās veelu grupas sevišķi interesanta ir ledus izturešanās pee leeleem speedeeneem. W. Thomson'a u. c. novērojumi rāda, ka speedeenam par veenu atmosferu peeaugot, viņa kušanas temperatura pazeminas par 0°,0075 C. No ta var aprēķināt, ka pee 1000 atmosferam šī temperatura ir — 7,5°„ pee 3000 atmosferam — 22,5° un 10000 atmosferam pat jau — 75° C. Tas rāda, ka zem ļoti leeleem speedeeneem ūdens ari pee visai zemām temperaturam vēl paleek šķidrs. Tammann's no saveem novērojumeem slēdz, ka ja ārejais speedeens ir pāri par 2200 $\frac{kg}{cm^2}$, ledus pat nemaz nav dabujams — ūdens nekad nesasalst.

Kā pee augsteem speedeeneem ūdens vēl ilgi paleek šķidrs, rādija Mousson's, ņemot ledus stabu, ar viņa augšgalā uzliktu metala gabalu un tad, turot temperaturu pee —18° C, šo stabu atteecigā formā līdz 13000 atmosferam saspeežot. Pēc saspeešanas metala gabals bija nonācis ledus staba lejas galā. Acimredzot, tas vareja notikt tikai tad, ja ledus pee eksperimenta temperaturas (—18°) kādu brīdi ir bijis šķidrs.



Zīm. 184.
Kušana zem speedeena.

Ari pee zemakeem speedeeneem to novērojam. Ja galos atbalstitam ledus bluķim pārmet drāts cilpu, kuŗā eekārts kāds svars (zīm. 184.), drāts eegreežas ledū un beidzot izeet tam cauri. Bet tomēr viss ledus gabals paleek vesels, pat nekādas zīmes nav atrodamas, kas leecinatu, ka viņš no drāts greezts. Tas izskaidrojams ar to, ka ledus, teeši zem drāts saspeests būdams, ir izkusis, pārvērtees ūdenī, kuŗš tad virs drāts, no speedeena brīvs tapis, atkal sasalis. Tā pamazam drāts ir ledum cauri izgājusi, nekādu pēdu aiz sevis neatstādama. Šīs īpašibas dēļ ledu ir eespējams formet, speežot viņu atteecigas formas eedobumā.

Ari ledus „tecešana", ko novērojam pee šļūdoņeem, izskaidrojama ar šo īpašību. Te zem augstak gulošo kārtu speedeena zemakās daļas pamazam kūst, pārvērzdamās ūdenī, un tek lejup; bet jau nākošā acumirklī, no speedeena vaļā kļuvis, ūdens atkal sasalst. Tā pamazam kusdams un sasaldams, ledus virzas no kalna lejā.

Speedeena eespaids uz kušanas temperaturu, no molekulari kinetiskā veedokļa raugotees, ir veegli saprotams. Ja ķermenis savā tilpumā peeņemas, viņa molekulas cenšas attālinatees; ārejais speedeens tam pretojos, tapēc molekulu enerģijai un līdz ar to ķermeņa temperaturai ir jabūt augstakai, lai šo speedeenu pārvaretu. Ja tilpums pee kušanas pamazinas, ārejais speedeens palīdz molekulām nākt tuvaki, mazaks ir kušanai vajadzīgais siltums — ķermeņa temperatura var būt zemaka.

§ 133. Šķīdumu sasalšana. Šķidruma sasalšanas temperatura eevērojamā mērā mainas, ja viņā atšķaidita kāda ceeta veela, peem,, kāda sāls. Pa leelakai daļai sasalšanas temperatura no tam pazeminas. Tā peem., jūras ūdens, kurā atšķaidits leels daudzums dažadu sāļu, sasalst pee daudz zemakas temperaturas (-1^0 un pat -4^0) kā tīrs ūdens. Šī pazeminašanās ir jo leelaka, jo leelaka ir šķīduma koncentracija. Raoult's atrada likumu: ja šķīduma A a grammolekulās atšķaidits b grammolekulu kādas citas veelas B, tad A sasalšanas temperaturas pazeminašanās $\triangle$ ir atteecibai $\frac{b}{a} = n$ proporcionala. Apzīmejot proporcionalitates faktoru ar E, var rakstit $\triangle = E\frac{b}{a}$. Atteecibā $\frac{b}{a}$ eeeet abu veelu molekularsvari $\left(\frac{\mu_A}{\mu_B}\right)$; tapēc, ja veens no viņeem, peem, μ_A ir zinams, Raoult'a likums dod eespēju, novērojot $\triangle$ un zinot E, aprēķināt μ_B, vaj otradi. Tāļak, kā rāda novērojumi, ja temperatura ir nokritusi līdz sasalšanas punktam, sasalst tikai daļa no šķīdinataja. Līdz ar to šķīduma koncentracija peeaug, līdz beidzot viņš top peesātinats; tad sasalst abi, — kā šķidrums, tā viņā izkausetā veela (kriohidrati).

Ceešā sakarā ar šķidrumu sasalšanas temperaturas pazeminašanos stāv dažu metalu kausejumu savadibas. Ir eespējams pagatavot kausejumus, kuru kušanas temperatura, salīdzinot ar ņemto komponentu kušanas temperaturam, ir nenormali zema. Tā, peem., tā saucamais Rose's metals, kurš satur sevī 2 daļas Bi, 1 daļu Pb un 1 daļu Zn, kūst pee $97{,}3^0 C$, kaut gan viszemakā no viņa komponentu (Bi) kušanas temperaturam ir $266{,}8^0 C$. Wood'a metals ar veenu daļu Cd, 7 — Bi, 2 — Zn un $4 Pb$ kūst jau pee $65^0 C$. No šāda metala izgatavota karotite karstā tējā izkūst.

Sakarā ar šķidrumu kušanas temperaturas maiņu stāv daži citi temperaturas efekti. Salejot sērskābi (H_2SO_4) ar ūdeni (H_2O), mēs novērojam siltuma attīstišanos pee viņu sajaukšanās. Šādus procesus sauc eksotermiskus. Citos gadijumos, turpreti, šķidrumeem sajaucotees, viņi atdzeest. Te sajaukšanās procesam vajadzigais siltums teek ņemts no apkārtnes. Šee ir tā saucamee endotermiskee procesi. Viņus plašā mērā izleeto laboratorijās zemu temperaturu eegūšanai. Tā sneegs ar vāramsāli ($NaCl$), veenados daudzumos sajaukti, dod temperaturu līdz — $20°C$, $CaCl$ ar sneegu, vaj salpeterskābe (HNO_3) ar sneegu dod pat — $50°C$. Šķidra ogļskābe (CO_2), ar eteri sajaukta, dod temperaturu līdz — $80°C$.

§ 134. Kušanas latentais siltums. Ledus kalorimetrs. Kā jau minets, pa visu kušanas procesa laiku veelas temperatura, neskatotees uz peevestā siltuma daudzumu, paleek negrozijusees. Tas pats atteecinams uz šķidrumu sasalšanu. Temperatura tūliņ mainas, kad kušanas, resp. satecešanas process beidzas. Rodas jautajums, kur gan paleek pa kušanas laiku no āreenes uzņemtais siltums? Atbildi te dod kinetiskā teorija: šis siltums teek patērets pašam kušanas procesam, — molekularo spēkū pārvarešanai, t. i. tam darbam, kas jaizleeto, molekulas veenu no otras attālinot. Molekulu kinetiskā enerģija no šī siltuma nekā nedabū, tapēc ari paša ķermeņa temperatura nemainas. Kušanai patēreto siltumu sauc kušanas latento siltumu.

Novērojumi rāda, ka kādas veelas 1 gr izkausešanai vajadzigais latentais siltums ir pastāvigs, viņai raksturigs leelums. Tā aprēķinatu, viņu sauc ari par kušanas, resp. sasalšanas siltumu. Atrast viņu var ar kalorimetra palīdzibu. Apzīmesim ņemtās, teiksim, ceetās veelas masu ar M, viņas sākuma temperaturu ar T, kušanas temperaturu ar θ un specifisko siltumu ceetā stāvoklī ar C; kalorimetra masu nosauksim ar m, viņa ūdens masu ar m_1 un temperaturu ar t.

Eemetisim M kalorimetrā un pagaidisim, kamēr ūdens peeņem pastāvigu temperaturu ϑ. Tad veela, vēl ceetā veidā būdama, ir sasilusi par $\theta^0 - T^0$ un atņēmusi kalorimetram $CM(\theta - T)$ cal siltuma. Izkuzdama, viņa vēl ik uz katra sava grama ņem ρ cal, ja ρ ir viņas kušanas siltums, vaj pavisam $M\rho$. Tālak, jau škidra būdama, viņa sasilst par $(\vartheta - \theta)^0$, paņemdama no kalorimetra ūdeņa vēl $MC'(\vartheta - \theta)$ cal, ja C' ir viņas specifiskais siltums šķidrā stāvoklī. Tā tad pavisam kopā veela no kalorimetra paņēmusi $MC(\theta - T) + \rho M + MC'(\vartheta - \theta)$ cal. Pa šo laiku kalorimetrs ar ūdeni pazaudejuši $mc(t - \vartheta) + m_1(t - \vartheta) = (mc + m_1)(t - \vartheta)$ cal, kur c ir kalorimetra specifiskais siltums. Tas dod veenadibu

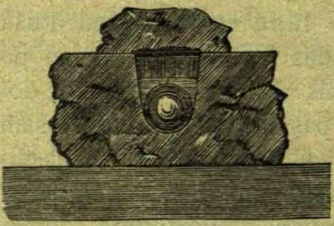
$$MC(\theta - T) + \rho M + MC'(\vartheta - \theta) = (mc + m_1)(t - \vartheta),$$

no kureenes aprēķinams latentais siltums ρ. Nākošā tabelē ir peevesti dažu veelu šee siltumi, izteikti mazās kalorijās:

Ledus	80 $\frac{cal}{gr}$	Vismuts	12,64 $\frac{cal}{gr}$
Aluminijs	77	Sērs	9,4
Sudrabs	21,07	Svins	5,4
Alva	14,25	Dzīvsudrabs	2,8

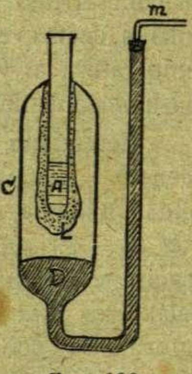
Nosaukto šķidrumu 1 gramam sasalstot, tikpat *cal* top brīvas; tā tad tabelē eerakstitee skaitļi ir tanī pašā reizē atteecigo šķidrumu sasalšanas siltumi.

Ledus, vaj kādas citas veelas latento siltumu zinadami, varam viņu izleetot siltuma daudzuma mērošanai. Tas likts tā saucamo ledus kalorimetru pamatos. Zīm. 185 dod Black'a kalorimetra principu. Ledus bluķī ir eedobums, kurā noveeto līdz zinamai temperaturai sasildito pētamo ķermeni. Tad eedobumu aizklāj ar otru ledus gabalu. Sakarsetais ķermenis, līdz 0^0 atdzisdams, izkausē zinamu daudzumu ledus. Radušos ūdeni savācot un nosverot, var aprēķināt tam vajadzigo, resp. ķermeņa atdoto siltumu.



Zīm. 185.
Black'a kalorimetrs.

Šī kalorimetra trūkums ir tas, ka grūti nākas savākt radušos ūdeni, jo daļa viņa paleek un peesalst ledum. Daudz precizakus rezultatus dod cita principa ledus kalorimetrs, kura ideju devis Bunsen's. Viņu rāda zīm. 186. Platā stikla cilindriskā traukā *C*, kam lejā peemetinata zīmejumā rāditā veidā izleekta teeva caurule *Dm*, eekausets šauraks *A*. *C* peepildā ar ūdeni, no kura ar ilgu vārišanu izdzīts viss absorbetais gaiss, un tad noslēdz, peelejot *Dm* ar dzīvsudrabu. *m* ir tilpuma veenibās graduets kapilars. Eksperimenta sākumā traukā *A* eelej eteri vaj alkoholu, kuru strauji atdzesē, laižot tam cauri gaisa strāvu. Tad *A* drīzā laikā no āreenes apsalst ar beezu ledus kārtu *L*. Līdz ar to *C* tilpums peeaug, kapēc dzīvsudraba staba gals kapilarā *m* paeet pa labi. Teiksim, viņš nostājas pret n_0. Nu eemet traukā līdz zinamai temperaturai sasildito pētamo ķermeni un viņu aizkorķē. Atdzeestot līdz 0^0, ķermenis atdod *A* savu siltumu, izkausedams daļu viņam peesalušā ledus; tapēc *C* tilpums pamazinas,



Zīm. 186.
Bunsen'a kalorimetrs.

dzīvsudrabs noļaižas un viņa staba gals kapilarā paeet pa kreisi, peem., līdz eedaļai n_1. Zinot, par cik 1 gr. ledus, izkusdams, pamazinas savā tilpumā, un zinot $n_0—n_1$, var aprēķināt, cik gramu ledus ir izkusis, un tad tāļak to siltuma daudzumu, kuŗu tam pētamais ķermenis atdevis.

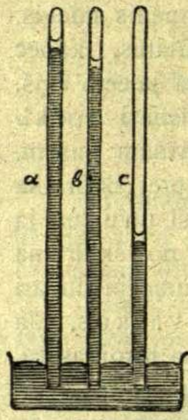
Bunsen'a kalorimetrs dod visprecizakos rezultatus, kapēc eksaktos pētijumos ūdens- vaj Black'a kalorimetru veetā jaleeto viņš.

§ 135. Iztvaikošana. Nepeesātinati un peesātinati tvaiki. Molekularee ātrumi šķidrumā ir vērsti veemērīgi uz visām pusem, kapēc katrā mirklī zinams viņu daudzums ir vērsts ari pret šķidruma virsmu. Ja šādu ātrumu molekulas ir pēdejai peeteekoši tuvu, un ja viņu kinetiskā enerģija ir peeteekoši leela, tad viņas no šķidruma izskrees. Viņu veetā nāks citas ar tādeem pašeem ātrumeem un ari viņas aizees no šķidruma. Tā šķidrums pamazam iztvaikos. Ja viņa virsma un telpa virs tās ir leela, molekulu aizeešana turpinasees, kamēr viss šķidrums nebūs iztvaikojis. Tapēc sagaidams, ka iztvaikošana būs jo intensivaka, jo augstaka būs šķidruma temperatura, jo līdz ar pēdejo augs to molekulu skaits, kuŗu kinetiskā enerģija ir peeteekoši leela, lai virsmas tuvumā pārvaretu pārejo molekulu atrakciju. To rāda ari novērojumi: ja šķidrumu silda, viņa iztvaikošana peeņemas.

Aizgājušās molekulas izklīst pa šķidruma virsmu kā viņa tvaiks. Ja virs šķidruma ir kāda gaze, peem., gaiss, aizgājušās molekulas sajaucas ar pēdejo, ņemot dalibu tās molekulu kustibā. Tāpat kā šīs, viņas, atsizdamās pret kādu preekšmetu, izdara uz viņu speedeenu: tvaiks izturas kā gaze, kas peejaukta otrai. Tapēc ari viņš padots gazu likumeem (Boyle-Mariotte'a, Gay-Lussac'a, Dalton'a u. t. t.). Saprotams, ka viņā šee likumi būs veetā ari tad, ja viņš telpu virs šķidruma eeņems veens pats. Šādu tvaiku sauc par nepeesātinatu. Ja telpa virs šķidruma ir peeteekoši leela, ar laiku viņš viss pārvēršas nepeesātinatā tvaikā.

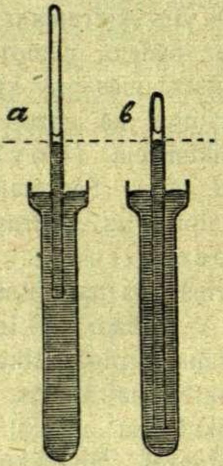
Citadi tas ir, ja telpa virs šķidruma ir noslēgta. Tad iztvaikošana turpinas tikai līdz zinamai robežai. Aizejošās molekulas savā skrējeenā atsitas pret norobežotaju seenu, atlec no viņas un nāk šķidrumā atpakaļ. Jo vairak molekulu aizeet, jo vairak viņu nāk atpakaļ. Ar laiku eestājas stāvoklis, kad šķidrumā veenā sekundē eeskreen tikpat daudz molekulu, cik šinī laikā no viņa aizeet, rodas dinamisks līdzsvars starp šķidrumu un viņa tvaiku. Tapēc tvaika molekulu skaits paleek visu laiku veens un tas pats: iztvaikošana itkā apstājas. Līdz ar to tvaika speedeens, no sākuma līdz ar aizejošo molekulu skaitu augdams, šinī brīdī sasneedz savu maksimalo vērtibu. Šādu tvaiku sauc par peesātinatu. Viņš rodams visur tur, kur noslēgtā telpā ir peeteekošs šķidruma daudzums.

Peesātinata tvaika īpašibu pētišanai ir labi no šķidruma virsus aizvākt visas citas gazes, t. i. radit viņu vakuumā. Visērtak tas panākams, ar līku sūceni Toricelli tukšā telpā, peem., zem barometriskās caurules, peeteekošu šķidruma daudzumu eelaižot (zīm. 187): šķidrums, kā māzak blīvs eet dzīvsudrabam cauri un ceļas augšup. Vakuumā veena viņa daļa tūliņ iztvaiko, radot peesātinatu tvaiku. Tā kā pēdejam ir zinams speedeens *p*, tad *Hg* līmenis caurulē nolaižas par tik *mm*, cik leels ir *Hg*-staba milimetros mērots *p*. Ņemot vairakas šādas caurules, ar dažadeem šķidrumeem, peem., ūdeni (*a*), alkoholu (*b*) un eteri (*c*), redzam, ka pee veenas un tās pašas temperaturas dažadu šķidrumu peesātinateem tvaikeem ir dažadi speedeeni. Pee dotās temperaturas viņš šķidrumam ir raksturigs leelums; sevišķi leels viņš ir eterim.



Zīm. 187.
Peesātinati tvaiki.

Barometriskās caurules apakšejo galu otrā, resnakā, peeteekoši garā un ar *Hg* pilditā caurulē eegremdejot (zīm. 188) un ceļot viņu augstak, vaj nolaižot zemak, var mainit vakuuma, resp. peesātinatā tvaika tilpumu un tā novērot sakaru starp *p* un *v*. Izrādas, ka šinī ziņā viņš pilnigi atšķiras no nepeesātinata tvaika, resp. gazes: vaj caurule pacelta (*a*), vaj nolaista zemu (*b*), t. i. vaj tvaika tilpums ir leels, vaj mazs — dzīvsudraba līmeņu diference šaurā un platā caurulē ir veenmēr veena un ta pati. Tā tad ari speedeens *p* nemainas. Peesātinata tvaika speedeens ir no viņa tilpuma neatkarigs, tapēc ari Boyle-Mariotte'a likumam viņā nav veetas. Te nevis $pv = const.$, bet gan tikai $p = const.$ Veenigais, kas te mainas, ir vakuumā palikušā šķidruma daudzums. Jo leelaks top tilpums, jo vairak šķidruma pārvēršas tvaikā; tilpumam pamazinotees daļa tvaika kondensē.



Zīm: 188.
Speedeens un tilpums.

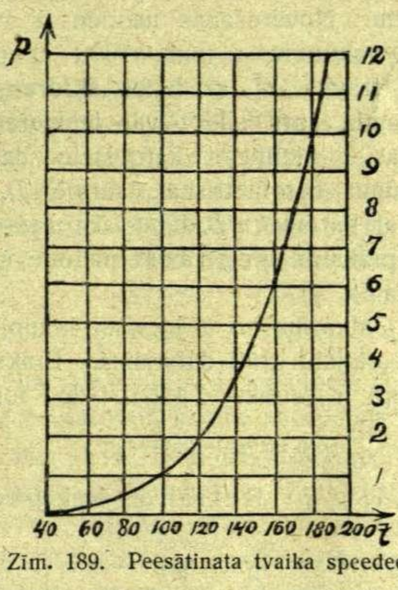
Kad tilpums top tik leels, ka viss šķidrums jau pāreet tvaikā, caurulei tāļak ceļotees, viņai pakaļ sāk celtees ari dzīvsudrabs. Tas rāda, ka nu tvaika speedeens ar tilpuma peeaugumu krīt. Šinī brīdī tvaiks paleek nepeesātinats, un jo vairak, jo leelaks top viņa tilpums. Līdz ar to *pv* sāk tuvotees konstantam leelumam.

No šeem novērojumeem mēs varam taisit slēdzeenu, ka kāda šķidruma tvaika speedeens ir visleelakais tad, kad pee dotās temperaturas viņš ir peesātinats. No otras puses, viņi rāda, ka nav principielas atšķiribas starp tvaiku un gazi. Kāda gaze, peem., CO_2, H_2, O_2, u. t. t. nav nekas cits, ka atteeciga šķidruma nepeesātinats tvaiks.

§ 136. Peesātinatu tvaiku speedeens. Peesātinata tvaika speedeens ir no tilpuma neatkarigs, bet totees leelā mērā no temperaturas. Tomēr še atkariba nav tik veenkārša kā gazēs, vaj nepeesātinatā tvaikā: peesātinats tvaiks Gay-Lussac'a likumam nepadodas. Tas redzams no nākošās, ūdens tvaikam sastādītās tabeles:

t	p	t	p	t	p	t	p
-30^0	0,280 mm	$+10^0$	9,210 mm	$+22^0$	19,832 mm	$+100^0$	760,00 mm
-20^0	0,770	$+11^0$	9,845	$+23^0$	21,074	$+105^0$	906,1
-10^0	1,947	$+12^0$	10,519	$+25^0$	23,763	$+110^0$	1074,5
-1^0	4,215	$+13^0$	11,233	$+30^0$	31,706	$+120^0$	1489
0^0	4,579	$+14^0$	11,989	$+35^0$	42,188	$+140^0$	2709
$+1^0$	4,926	$+15^0$	12,790	$+40^0$	55,34	$+160^0$	4633
$+4^0$	6,101	$+16^0$	13,637	$+50^0$	92,54	$+180^0$	7514
$+5^0$	6,543	$+17^0$	14,533	$+60^0$	149,46	$+200^0$	11647
$+6^0$	7,014	$+18^0$	15,480	$+70^0$	233,8	$+240^0$	25060
$+7^0$	7,514	$+19^0$	16,481	$+80^0$	355,47	$+280^0$	48010
$+8^0$	8,046	$+20^0$	17,539	$+90^0$	526,0	$+300^0$	64290
$+9^0$	8,610	$+21^0$	18,655	$+95^0$	634,0	$+360^0$	139500

Kā redzam, p aug visai strauji: temperaturai no 0^0 līdz 100^0 ceļotees speedeens peeaug gandrīz 170 reizes. Pee veegli sasneedzamas tem-

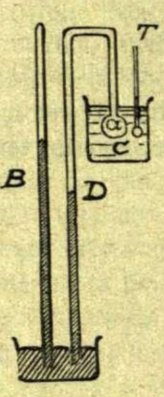


Zīm. 189. Peesātinata tvaika speedeens.

peraturas 360^0C viņš ir 183,5 *atm*, t. i. 31000 reizes leelaks kā pee 0^0. Labaka pārskata dēļ tas zīm. 189. attēlots grafiski; te temperatura ņemta kā abscises, speedeens kā ordinates. Saprotams, pee veenas un tās pašas temperaturas katram tvaikam ir savs speedeens. Tas redzams nākošā tabelē:

t	Dzīvsudrabs p	Alkohols p	Eteris p
-20^0	—	3,3*mm*	66*mm*
0^0	0,0004*mm*	12,5	185
$+20^0$	0,0011	44,1	440
$+40^0$	0,006	133,6	920
$+60^0$	0,025	351	1740
$+80^0$	0,09	812	3000
$+100^0$	0,28	1690	4900
$+140^0$	1,89	5670	11100
$+180^0$	8,91	14800	21800
$+200^0$	17,8	22200	—

Sevišķu eevēribu pelna dzīvsudrabs ar savu neecigo tvaika speedeenu (parastos apstākļos). Pee laboratorijas temperaturas ($+20^0 C$) viņš ir tikai 0,001 *mm*. Ša eemesla dēļ dzīvsudrabu izdevigi leetot daudzos aparatos, kur vajadzigs vakuumu norobežot no atmosferas, peem., manometros, barometros u. t. t.



Zīm. 190.
Tvaika speedeens un temperatura.

Peevestās tabeles sastāditas pēc vairakeem pētijumeem. Novērošanas metode ir veenkārša: Torricelli vakuumu a (zīm. 190.) ar pētamo tvaiku noveeto traukā C ar kādu šķidrumu -- ūdeni, eļļu, vaj taml., kuŗu sildot var temperaturu mainit plašās robežās. Atzīmejot katrreizejo dzīvsudraba līmeņa augstumu barometriskā caurulē D, resp. salīdzinot viņu ar barometru B, dabū sakaru starp p un t. § 138. būs aprakstita Regnault metode, kas dod jo precizus rezultatus.

p atkariba no t ir visai kompliceta, tapēc viņas analitiskā izteiksme teoretiski gŗūti dabujama. Praksē izteek ar empiriskām formulam, kuŗu ir vairak. Tā Biot dod formulu

$$lg\, p = a + b\beta^t + c\gamma^t$$

ar 5 konstantem a, b, c, β, γ. Betrand's leek preekšā izsteiksmi

$$lg\, p = E - \frac{\alpha\lambda}{T} - \frac{\alpha\lambda^2}{T^2} \dots,$$

kur E, α λ ir konstantes un T tvaika absolutā temperatura. Konstante α ir ap 50.

§ 137. Vārišanās. Kamēr šķidruma temperatura zema, iztvaikošana noteek tikai viņa virspusē. Bet temperaturai zinamu, ņemtam šķidrumam raksturigu augstumu sasneedzot, tvaiks sāk atdalitees ari viņa eekšeenē, radot šķidruma mutuļošanu. Šo procesu mēs saucam par šķidruma **vārišanos**.

Viņu var novērot caurspīdigā, peem., stīkla traukā. Tad redzam, ka tvaiks šķidrumā rodas neleelu pūslišu veidā un galvenā kārtā dibena un seenu tuvumā. No sākuma pūsliši ir mazi, tad ātri peeaug un ceļas augšup. Tā kā katrā šķidruma punktā valda zinams speedeens: atmosfera + šķidruma staba speedeens virs viņa, tad katrs tvaika pūslitis padots ari viņam. Ja nu viņš tomēr var augt, peeņemtees savā tilpumā, tad tas nozīmē, ka tvaika speedeens viņā top veenads ar ārejo speedeenu. Tā tad vārišanās var sāktees tikai tad, kad šķidruma temperatura ir tāda, ka viņa peesātinata tvaika speedeens ir veenads, vaj leelaks par to, zem kuŗa šķidrums atrodas, jeb veenkāršaki: **šķidrums vāras tad, kad viņa peesātinata tvaika speedeens top veenads ar ārejo atmosferas speedeenu.** Tā kā noteikts tvaika speedeens stāv veenmēr preti noteiktai temperaturai, tad ari šķidruma **vārišanās temperatura**, jeb kā sakam — **vārišanās punkts**, ir pilnigi noteikts un šķidrumam raksturigs; pa visu vārišanās procesa laiku šis punkts nemainas. Sekošā tabele dod dažu šķidrumu vārišanās temperaturas pee normalā (atmosferas) speedeena 760 *mm*:

Helijs	$-268{,}7^0$	Alkohols	$+78{,}4^0$
Ūdeņradis	$-252{,}6^0$	Benzols	$+80{,}2^0$
Slāpeklis	$-195{,}7^0$	Ūdens	$+100^0{,}00$
Skābeklis	-183^0	Tuluols	$+110{,}7^0$
CO_2	$-78{,}5^0$	Fosfors	$+287{,}3^0$
Amoniaks	$-33{,}5^0$	Dzīvsudrabs	$+357{,}25^0$
SO_3	-10^0	Sērs	$+444{,}7^0$
Eteris	$+34{,}6^0$	Cinks	$+929{,}6^0$
CS_2	$+46{,}2^0$	Svins	$+1525^0$

No augšā sacitā spreežam, ka pee tabelē peevestām temperaturam atteecigo šķidrumu peesātinatā tvaika speedeens ir 760 *mm*.

Novērojumi rāda, ka ne tikai augsta temperatura vārišanās procesam vajadziga. Tvaiks šķidrumā var savāktees pūslitī tikai tad, ja viņā ir atteecīgs centrs, vaj pareizaki sakot, atteeciga telpa, kuŗā tvaiks lai varetu difundet. Parasti šādu centru loma ir šķidrumā absorbetam gaisam (vaj citai gazei), kas neredzamu pūslišu veidā izkaisiti pa visu viņa tilpumu. Viņos tad sākas tvaika uzkrāšanās. Tapēc šķidrums, kas absoluti tīrs no katras gazes, tvaika pūslišus dot nevar: tāds šķidrums nekad nevāras. Tā peem., ūdeni, no kuŗa ar ilgu vārišanu ir izdzīts viss viņa absorbetais gaiss, var karset pat līdz 150^0 un vēl vairak, bet nekādas vārišanās nav. Novērojums labi izdodas, ja rūpejas, lai eepreekš un pa sildišanas laiku gaiss ūdenī no jauna neeekļūtu. To panāk tam uzlejot plānu eļļas kārtu, vaj taml. Vārišanās tūliņ eestājas, ja ūdenī eelāiž gaisu, peem., eeberot viņā smiltis, stikla drumstalas u. taml., pee kuŗu graudeem okluzijas ceļā ir peelipis gaiss. Šādu paņēmeenu leeto laboratorijās, kur beeži veen veens un tas pats šķidrums kādā traukā ir vairakkārtigi javāra, peem., ūdens tvaika eegūšanai.

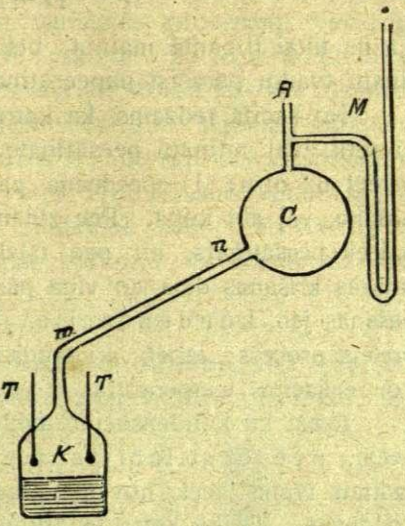
Sacitais rāda, ka vārišanās process ir nejaušs process, atkarigs no absorbetās gazes daudzuma un citeem gadijuma rakstura faktoreem; šķidrums var pāreet tvaikā tikai no savas brīvās virsmas. Tapēc ari vārišanās ir uzskatama kā speciels iztvaikošanas veids.

§ 138. Atkariba no speedeena. No pagājušā paragrafā sacitā redzam, ka šķidrums var vāritees pee kuŗas katras temperaturas, ja tikai ārejais speedeens ir peeteekoši mazs. To mēs pateesibā ari novērojam. Ja stikla kolbu, kuŗā ūdens vāras pee atmosferas speedeena, noslēdz hermetiski ar korķi un tad sildišanu pārtrauc, redzam, ka vārišanās pati no sevis turpinas ilgu laiku. Ūdens var stipri atdzist, bet mutuļošana neapstājas. Viņa top jo sevišķi intensiva, ja kolbas augšejo daļu aplaista ar aukstu ūdeni, vaj citadi kā atdzesē. Tas izskaidrojams ar to, ka ūdenim atdzeestot, atdzeest ari virs viņa esošais peesātinatais tvaiks, no kam viņa speedeens pamazinas; līdz ar to ūdens vārišanās temperatura krīt. Tāpat barometriskam speedeenam mainotees mainas šķidruma vārišanās temperatura; jo zemaks, ir speedeens, jo zemaka šī temperatura, un otradi.

Tapēc ari dažados augstumos virs zemes šķidruma vārišanās ir dažada. Tā, peem., Monblana virsotnē, 4775 metru augstumā, ūdens vāras jau pee 84^0 *C*. Nākošā tabele dod sakaru starp vārišanās temperaturu t un ārejo speedeenu b ūdenim:

t	b	t	b	t	b
99,0^0	733,3 *mm*	99,7^0	751,9 *mm*	100,4	770,9 *mm*
99,1^0	735,9	99,8^0	754,6	100,5	773,7
99,2^0	738,5	99,9^0	757,3	100,6	776,4
99,3^0	741,2	100,0^0	760,00	100,7	779,2
99,4^0	743,8	100,1^0	762,7	100,8	782,0
99,5^0	746,5	100,2^0	765,4	100,9	784,8
99,6^0	749,2	100,3^0	768,2	101,0	787,6

Šīs tabeles skaitļi ir no visai eksakteem novērojumeem aprēķinati, tapēc no viņeem var ņemt barometrisko speedeenu, ja zinama ūdens vārišanās temperatura, un otradi. To beeži leeto laboratorijās, peem., termometru pamatpunktus (100⁰-punktu) noteicot, termometru koriģejot un taml. gadijumos. No otras puses, zinot barometrisko speedeenu, pēc § 97. dotās barometriskās formulas var aprēķināt novērotaja atrašanās veetas augstumu. Šādā, tā saucamā hipsometriskā ceļā praksē mēro augstumu gaisa brauceenos.



Zīm. 191. Tvaika speedeens.

Par peesātinata tvaika speedeena mērošanu jau bija runats § 136. Te aprakstisim vēl veenu (Regnault) metodi, kuŗa jo seviški preciza. Zīm. 191 attēlota viņas schema. Hermetiski noslēgtā katliņā *K* vāras ūdens; viņa tvaiki pa cauruli *mn* kāpj augšup, bet ceļā sastop dzisinataju (kas zīmejumā nav attēlots), kondensejas un krīt atpakaļ. Caurules *mn* galā ir ar manometru *M* saveenots bumbulis *C*, no kuŗa aizgreeznis *A* ved uz speedpumpi. Eepumpejot bumbulī, resp. katlā *K* gaisu līdz vēlamam speedeenam un novērojot tvaika temperaturu ar katliņā eerīkoteem termometreem *T*, dabū sakaru starp *p* un *t*.

§ 139. Tvaika kondensacija. Peesātinata tvaika speedeens, viņa temperaturai paceļotees, aug aiz diveem eemesleem. Vispirms, tāpat kā gazēs, peeaug viņa molekulu kinetiskā enerģija. Otrkārt, jo augstaka top temperatura, jo vairak šķidruma pārvēršas tvaikā. Tas veegli novērojams, ja viņu karsē noslēgtā telpā, kuras tilpumu var turet konstantu: temperaturai peeaugot, brīvā šķidruma paleek arveen mazak. Tā tvaiks itkā sabeezē, top blīvaks, viņa specifiskais svars leelaks. Nākošā tabelē eerakstiti daži ūdens tvaikam raksturigi skaitļi.

Temperatura	0⁰	20⁰	50⁰	100⁰	120⁰	160⁰	180⁰
Spec. svars	0,00000173	0,0000173	0,0000831	0,0005947	0,0010576	0,0031369	0,0072167

Tā tad, jo karstaka ir kāda telpa, jo vairak viņa var sevī uzņemt tvaika, lai taptu peesātinata. Ja šķidruma daudzums viņā ir aprobežots, pee zinamas temperaturas viņš viss pārvēršas tvaikā. No ši brīža tvaiks top nepeesātinats, sauss jeb pārkarsets un arveenu vairak sāk peeņemt gazes īpašibas: ar tāļaku temperaturas peeaugumu viņa speedeens sāk augt pēc Gay-Lussac'a likuma

$$p_t = p_0 (1 + \alpha t).$$

Tā ne tikai tilpumu mainot, bet ari paceļot temperaturu, var peesātinatu tvaiku pārvērst nepeesātinatā.

No sacitā redzams, ka katru sausu tvaiku var uzskatit kā pārkarsetu, vaj retinatu peesātinatu. Tadēļ ari ir divi ceļi, kā no veena pāreet uz otru: 1) speedeena paleelinašana, 2) temperaturas pazeminašana, vaj abi kopā. Pee zinamas temperaturas un speedeena tvaiks paleek peesātinats, un pee tāļakā speedeena peeauguma, vaj temperaturas krišanas daļa no viņa pāreet šķidrumā: noteek tvaika saškidrnašanās jeb kondensacija. Tā tad kondensacija ir iztvaikošanai pretejs process; tapēc ari kāda šķidruma vārišanās un viņa tvaika kondensacijas temperaturas ir veenadas.

Beeži kā kondensacijas faktoru ņem tikai temperaturu ($p = const$), peem., pee destilacijas: pee zinama, peem., atmosferas speedeena raditais tvaiks teek novadits traukā ar zemu temperaturu, kur viņš kondensē. Tā kā katra šķidruma vārišanās temperatura ir pilnigi noteikta un katram šķidrumam sava, tad destilacija var kalpot, ja vajadzigs kādā šķidrumu maisijumā viņus veenu no otra atdalit. Vispirms iztvaiko un tad kondensejas tas šķidrums, kuŗa vārišanās temperatura ir viszemakā, tad to dara nākošais u. t. t. Tā galu galā var sajauktos šķidrumus izšķirt.

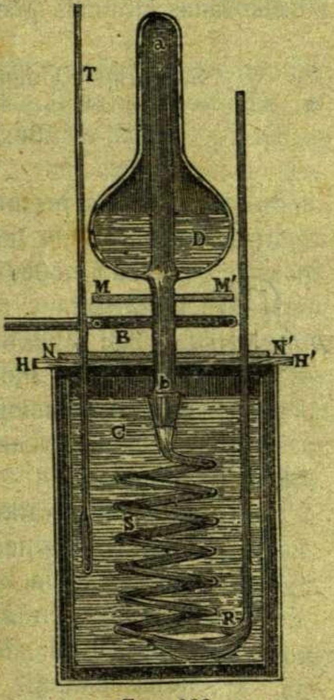
Tvaiku kondensaciju, temperaturai krītotees, mēs pastāvigi novērojam dabā: mākoņu, miglas, rasas u. c. nokrišņu rašanās ir dabiskee ūdenstvaika kondensacijas procesi.

Tvaikam kondensejotees beeži novērojama parādiba, kas analoģiska šķidruma pārdzesešanai: tvaiku var atdzeset līdz temperaturai, kuŗa daudz zemaka par kondensacijas temperaturu. Tas labi novērojams, ja stikla pudelē, kuŗas dibenā atstāts drusku ūdeņa, pēkšņi pamazina speedeenu, saveenojot viņu ar otru, no kuŗas eepreekš gaiss izpumpets. Saveenošanas brīdī pirmās pudeles peesātinatais tvaiks, adiabatiski izplezdamees un atdzisdams, kondensejas, radot virs ūdeņa miglu. Regulejot retinajumu, var pēc patikas mainit temperaturas krišanos un atrast to tvaika specifisko tilpumu samēru (ekspansiju), taisni pee kuŗa migla parādas. C. T. R. Wilson's, šādā ceļā eksperimentedams, atrada, ka jo tīraks ir gaiss, resp. tvaiks no dažadeem peemaisijumeem, galvenā kārtā putekļeem, jo leelakai jabūt ekspansijai, lai migla rastos: tvaiks arveen vairak top pārsāt i n a t s. Pilnigi tīru tvaiku var pārsātināt pat peec- un vairakkārtigi, eekams viņš kondensejas.

Bet ja šādam pārsātinatam tvaikam peejauc putekļus, eelaižot viņā drusku putekļaina gaisa, tabakas dūmus, vaj taml., viņš tūliņ kondensejas: pudelē peepeši parādas beeza migla. Tas rāda, ka kondensacijai, tāpat kā saceetešanai un vārišanās procesam, vajadzigi c e n t r i, ap kuŗeem viņa lai varetu sāktees. Šo centru lomu te izpilda putekļi. Ja viņu nav, kondensacija novēlojas un daudzos gadijumos pavisam izpaleek. Kā redzesim otrā sējumā, tāda pat loma, kā to peerādija C. T. R. W i l s o n 's, peekrīt ari elektriskeem lādiņeem: eelaisti pārsātinatā tvaikā, viņi tūliņ izsauc kondensaciju. Tā kā gaisā veenmēr atrodami leeli daudzumi putekļu un elektribas, jadomā, ka viņeem ir leela loma pee mākoņu izcelšanās un citās meteoroloģiskās parādibās.

Par gazu kondensaciju sk. § 144.

§ 140. Iztvaikošanas un kondensacijas siltums. Kā pee pārejas: ceets — šķidrs, tā ari pee iztvaikošanas, molekularo spēku pārvarešanai teek patērets zinams siltuma daudzums, kas uz šķidruma, resp. tvaika temperaturu eespaidu neatstāj. Tvaikam kondensejotees, viņa molekulam ceešaki kopā saspeežotees, šis siltums top atkal brīvs. Viņu sauc domatā šķidruma i z t v a i k o š a n a s, resp. k o n d e n s a c i j a s s i l t u m u, izteicot viņu ar to kaloriju skaitu, kas vajadzigs veena grama pārvēršanai tvaikos, resp kuŗu eegūst 1 tvaika gramam kondesejotees.



Zīm. 192.
Iztvaikošanas siltums.

Viņa atrašanai var leetot kalorimetru, vaj nu leekot zinamam tvaika daudzumam teeši kalorimetra ūdenī kondensetees, vaj, kas labaki, visu kondensacijas aparatu viņā noveetojot un tad temperaturas pacelšanos izmērojot. Pēdejā gadijumā noder zīm. 192. attēlotais aparats (B e r t h e l o t kalorimetrs) Pētamais šķidrums vāras pudelē D, kuŗu silda ar gazes leesmu B. Ar cauruli ab un tāļak spiralē saleekto SR, pudeles eekšeene saveenojas ar atmosferu, tā ka vārišanās noteek pee atmosferas speedeena. Spirale SR, kas no ab atveenojama, eegremdeta kalorimetra C ūdenī. Tvaiks eet pa ab lejup un spiralē nonācis, kondensejas, atdodams viņai un apkārtejam kalorimetra ūdenim savu siltumu. Apzīmesim kalorimetra masu un specifisko siltumu ar m_1 un c_1, viņa ūdens masu ar M, un temperaturu eksperimenta sākumā ar T. Kondensacijas spirales masa un specifiskais siltums lai būtu m_2 un c_2; šķidruma vārišanās, resp. tvaika temperaturu nosauksim ar θ. Ja pa novērojuma laiku ir kondensejušees m_0 gramu tvaika (ko dabujam, spirali pirms un pēc eksperimenta nosverot), un ja ρ ir mekletais iztvaikošanas (kondensacijas) siltums, tad tvaiks atdevis kalorimetram $m_0\rho$ *gr-cal* siltuma. Ja dabūtā šķidruma specifiskais siltums ir c_0 un ja eksperimenta beigu temperatura ir t, tad šķidrums, no θ līdz t atdzisdams, vēl devis $m_0c_0(\theta-t)$ *gr-cal.* Tā tad

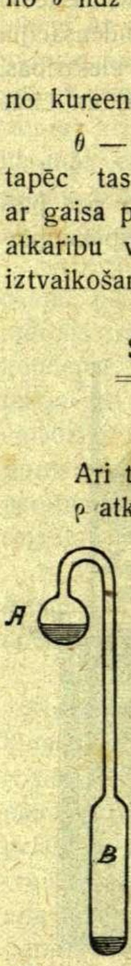
$$m_0\rho+m_0c_0(\theta-t)=(M+m_1c_1+m_2c_2)(t-T),$$

no kureenes dabujam ρ.

θ — vārišanās temperatura — atkarajas no ārejā speedeena; tapēc tas pats sakams ari par ρ. Saveenojot SR vaļejo gālu ar gaisa pumpi un eksperimentejot pee dažadeem speedeeneem, šo atkaribu var jo precizi atrast. Nākošee skaitļi dod dažu šķidrumu iztvaikošanas siltumus pee atmosferas speedeena 760 *mm Hg*:

Šķidrums	Ūdens	Alkohols	Eteris	Dzīvsudrabs
ρ	536,5	201,8	84,5	67,8 *gr.-cal.*

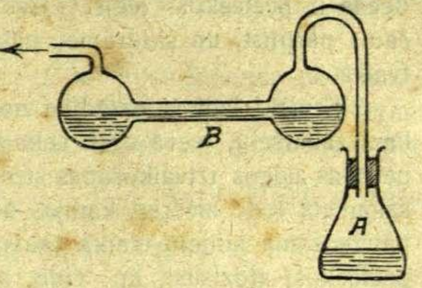
Ari te ūdenim peemīt visleelakais iztvaikošanas siltums. ρ atkarajas ari no temperaturas. Ūdenim šis sakars izteicas veenadibā $\rho=606{,}5-0{,}695t$, kas dod $\rho_0=606{,}5$, $\rho_{100}=537$, $\rho_{200}=476$ *gr-cal.*



Zīm. 193. Kriofors.

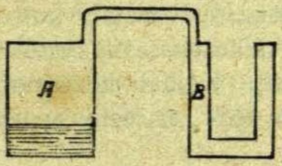
Ši atkariba ir saprotama, jo šķidruma temperaturai peeaugot, viņa molekularee atstātumi paleek leelaki. Tapēc, jo augstaka ir temperatura, jo mazak ir vajadzigs enerģijas, lai molekulas veenu no otras atrautu: mazaks ir iztvaikošanas siltums.

Ja iztvaikošana noteek bez sildišanas, viņai vajadzigais siltums teek ņemts no paša šķidruma, kapēc pēdejais atdzeest. Ja iztvaikošana ir lēna, ši atdzišana maz parādas, jo drīz veen šķidruma temperatura izlīdzinas ar apkārtnes temperaturu. Bet viņa ir visai eevērojama, ja iztvaikošana noteek strauji. Tā, uzlejot uz rokas alkoholu, eteri, vaj citu kādu šķidrumu, kas ātri iztvaiko, mēs sajūtam vēsumu, kas vēl peeņemas, ja roku kustinam: te eteris, iztvaikodams, atņem tam vajadzigo siltumu mūsu rokai, kuŗa atdzeest. Vēl vairak atdzeest šķidrums, ja viņš iztvaiko vakuumā. Zīmejumā 193. attēlota saleekta stikla caurule ar bumbuļeem A un B galos (kriofors). Viņā atrodas ūdens, vaj cits kāds šķidrums (eteris), no kuŗa gaiss pilnigi izdzīts (šķidrumam vārotees cauruli aizkausejot). Ja tagad šķidrumu savāc veenā no bumbuļeem, peem., B, otru A noveeto sneegā, tad viņā tvaiki intensivi kondensejas, speedeens viņā pamazinas, un B esošais šķidrums strauji iztvaiko, atdzeest un drīz veen sasalst. Ja līdz pusei ar ūdeni peepilditu pudeli A saveeno ar ātri strādajošu gaisa pumpi (zīm. 194.) un ūdens tvaika absorbešanai pa ceļam noleek trauku B ar H_2SO_4, tad pumpim darbojotees un ūdenim strauji iztvaikojot, viņš nedaudż minutēs pilnigi sasalst. Eeleedami reaģences glazē eteri, tad viņam cauri gaisu pūzdami, mēs ta temperaturu varam nodzīt zem 0^0. Ūdenī eelikta, šāda glāze drīzā laikā apsalst ar beezu ledus kārtu.



Zīm. 194.

Uz ši principa dibinas tā saucamo ledus mašinu konstrukcija. Zīmejumā 195. dots Carré mašinas princips. Traukā A atrodas ar amoniaku (NH_3) peesātinats ūdens. Kā redzejām § 104, ūdens viņu uzsūc visai leelos apmēros. Karsejot A, mēs absorbeto amoniaku izdzenam un pārdzenam telpā starp trauka B seenām. Kad te speedeens top peeteekoši leels, amoniaks kondensejas. Kad viss viņš pārgājis no A uz B, pārtraucam A sildišanu. Nu viņa ūdens, atdzisdams no jauna absorbē amoniaku, no kam pēdejais traukā B iztvaiko un iztvaikodams tik stipri atdzeest, ka B eedobumā eeleetais ūdens sasalst. Jaunakos laikos Carré mašinas veetā praksē stājušās citas, uz Lindes principa konstruetās (§ 148)



Zīm. 195.
Carré ledus mašina.

§ 141. Leidenfrosta parādiba. Interesantas parādibas ir novērojamas, kad šķidrums nāk sakarā ar ļoti stipri sakarseteem ceeteem ķermeņeem. Tā, ja ūdens neleela pileena veidā uzkrīt sakarsetai metala platei, viņš tvaikā nepārvēršas, bet peeņem pusapaļas sferas veidu, kas dažadi lēkadama, tikai pamazam izgaro. Šo parādibu pirmais novēroja Leidenfrost's, tapēc ari viņa ir ta vārdā pazīstama. Vēlak ar viņu daudz nodarbojas Boutigny, kuŗš domaja te veelas ceturto, sferoidalo stāvokli atradis. Tapēc ari beeži šī parādiba teek ar vārdu „sferoidalais stāvoklis" apzīmeta. Izskaidrojama viņa ar to, ka šķidrums, ar sakarseto ķermeni saduŗotees, pārklājas ar beezu sava tvaika čaulu, kuŗa kā slikta siltuma vaditaja aizsargā šķidrumu no sakarsetā vaditaja; tapēc šķidrums iztvaiko lēni. Bet šāds stāvoklis turpinas tikai tik ilgi, kamēr tvaika čaulas speedeens ir peeteekoši leels. Kad platei atdzeestot viņš top mazaks, čaula pārplīst, un škidrums, nākot ar plati šakarā, peepeži pārvēršas tvaikā.

Sevišķi labi šī parādiba novērojama šādā kārtā. Ja neleelu, sarkani sakarsetu, teevā drātī eekārtu vaŗa lodi eegremdē ūdenī, gandrīz nekādas ūdens iztvaikošanas nenoteek; ari paŗastās čūkstešanas nav: sakarsetā lode meerigi karajas ūdenī. Uzmanigi raugotees, ap viņu ir pat redzama minetā tvaika čaula. Bet pēc neilga laika, kad lode ir peeteekoši atdzisusi, ap viņu noteek pēkšņa, pazīstamās šņākšanas pavadita, ūdens vārišanas.

L e i d e n f r o s t a parādiba beeži veen ir par cēloni tvaika katlu eksplozijam. Ja katlā ūdeņa nav peeteekoši daudz, viņa kailās seenas eekšeenē nokaist. Kad vēlak tur eepumpē ūdeni, tas seenu tuvumā nonāk sferoidalā stāvoklī. Lai tagad dabūtu mašinai vajadzigo tvaika daudzumu un speedeenu, katls vēl vairak jakarsē. Kad karsešana mitejas, katla eekšeene atdzeest, un tad zinamā brīdī viss viņā esošais ūdens pārvēršas tvaikā. Tvaika attīstas tik daudz, ka aizsargu eetaises nepaspēj viņu novadit, un katls eksplodē. Šo gadijumu veegli demonstret ar sekošo eksperimentu. Sakarsetā metala kolbā atsevišķeem pileeneem eelej ūdeni: nekādas iztvaikošanas vaj varišanās nav, un kolbu var ar korķi (v a ļ i g i) aiztaisit. Kolbai atdzeestot, viņā rodas leels daudzums tvaiku, tā kā korķis teek ar leelu sparu izmests.

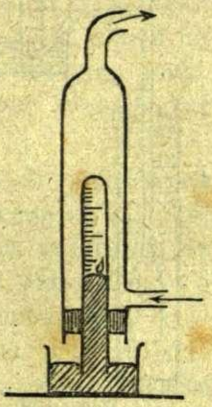
Ar šo pašu parādibu izskaidrojams tas, ka ar eteri, vaj ūdeni apslapinatu roku var pilnigi bez kāda ļaunuma uz īsu brīdi eemērkt izkausetā svinā, čugunā u. t. t. Te starp roku un izkauseto metalu rodas etera tvaiku kārta, itkā no slikta siltuma vaditaja taisits cimds, kas roku aizsargā.

§ 142. Tvaiku blīvums. Tvaiku blīvumu var definet divejadi: vispirms, kā parasti, ar to skaitli, kuŗš dod veenas viņa tilpuma veenibas masu $\delta = \frac{m}{V}$. CGS sistemā šādi difinetais blīvums ir veenads ar specifisko svaru. Viņa skaitliskā vērtiba atkarajas no ta speedeena un temperaturas, pee kuŗeem tvaiks ir novērošanas brīdī. Otrkārt, blīvumu var definet ari ar to skaitli, kuŗš dod kāda noteikta tilpuma masas atteecibu pret tādu pat g a i s a masu pee teem pašeem temperaturas un speedeena apstakļeem. Tā definetu viņu var saukt r e l a t i v o blīvumu. Apzīmesim viņu ar s, tvaika un gaisa masas ņemtā tilpumā ar m un m_0; tad $s = \frac{m}{m_0}$. Ja tvaiks ir nepeesātinats, viņš izturas kā gaze, ari Boyle-Mariotte'a un Gay-Lussac'a likumam viņš padodas. Tapēc s ir no temperaturas neatkarigs, jo pēc Gay-Lussac'a likuma kā domatais tvaiks, tā ari gaiss izplešas veenadi.

Apzīmesim ņemtā tvaika svaru ar P un viņa tilpumu pee barometriskā speedeena b un temperaturas t ar V; šī paša gaisa tilpuma svaru pee teem pašeem apstākļeem ar P_0. Veena cm^3 gaisa svars pee temperaturas t un speedeena b ir $P_0 = \frac{0{,}001293\, b}{760(1+\alpha t)}$, kur 0,001293 ir gaisa blīvums pee 0^0. $V\, cm^3$ svers V reizes vairak. Tapēc

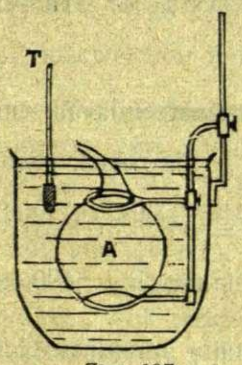
$$s = \frac{P_0 . 760\,(1+\alpha t)}{V . 0{,}001293 . b}.$$

Izmērojot P, V, t un b, mēs dabujam s. V atrašanai ir vairakas metodes.



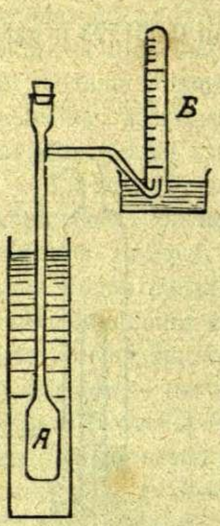
Zīm. 196.
Gay-Lussac'a metode.

Gay-Lussac'a metode. Īsa un paresna, kubikcentimetros kalibreta stikla caurule peepildita ar dzīvsudrabu un apvērsta ar dzīvsudrabu pildītā traukā (zīm. 196). Pētamo veelu noteiktā svaru daudzumā dažu pileenu leelumā eeveeto plānā stikla kapselē, kuŗu tad palaiž zem dzīvsudraba. Ap šo cauruli stāv otra, kuŗu var peepildit ar vajadzigās temperaturas ūdeni, vaj citu kādu šķidrumu. Ja šī temperatura ir augstaka par ņemtā šķidruma iztvaikošanas temperaturu, šķidrums stikla kapselē izplešas, viņu pārplēš un iztvaiko, eeņemdams zinamu tilpumu V. Izmērojot barometrisko speedeenu b un caurulē pārpalikušā dzīvsudraba staba augstumu, mēs dabujam visus leelumus, ar kuŗeem no augšejās veenadibas var aprēķināt tvaika relativo blīvumu s.



Zīm. 197.
Dumas metode.

Dumas metode. Plānam, līdz 100 cm^3 leelam stikla balonam peemetinata caurule, kuŗas gals izvilkts visai smails. Peeņemsim, balons sveŗ gaisā p_0 gr. Pēc tam, viņu drusku sasildot, eegremdejam smailo galu pētamā šķidrumā un tā viņā eesūcam dažus pileenus no ta. Noveetojam nu visu balonu kādā šķidrumā (zīm. 197.), peem., vērdošā ūdenī, kuŗa temperatura ir augstaka par ņemtā šķidruma iztvaikošanas temperaturu. Tad šķidrums balonā pārvēršas tvaikos, kas teevas strūklas veidā skreen pa caurules smailo galu ārā. Kad tas beidzas, viss šķidrums ir iztvaikojis, un balona tilpums ir peepildits ar ņemteem tvaikeem, kuŗu speedeens ir ta brīža atmosferas speedeens. Šinī brīdī, atzīmejot šo speedeenu un temperaturu, caurules smailo galu aizkausejam. Nu sveŗam balonu otrreiz. Dabūtā svaru diference $p - p_0$ ir viņā eetilpstošā tvaika svars. Balona tilpumu V dabū, peepildot viņu ar ūdeni un atkal nosveŗot. Visērtak tas panākams, smailuma galu zem ūdens nolaužot. Peeņemsim, balons ar ūdeni sveŗ P *gr.* Tad $P - p_0$ ir ūdens svars balona tilpumā, līdz ar to paša tilpuma skaitliskā vērtiba (ja ūdens ir ņemts pee 4^0C; ja temperatura ir cita, jaņem vērā atteecigais korigējums). Tā, zinot tvaika svaru $p - p_0$, tilpumu $P - p_0$, temperaturu t un barometrisko speedeenu b, var aprēķināt viņa relativo blīvumu.



Zīm. 198.
V. Meyer'a metode.

V i k t o r a M e y e r ' a m e t o d e. Šinī metodē principieli jauns ir tas, ka zinams šķidruma daudzums p, pee noteiktas temperaturas tvaikā pārvērsdamees, izspeež no ta trauka A (zīm. 198.), kuŗā tas noteek, tikpat leelu gaisa tilpumu, kādu viņš pats eeņem pee eksperimenta temperaturas. Šī izspeestā gaisa tilpumu mēro ar kalibretu un ūdeni pilditu cauruli B, un tā teeši eegūst V.

§ 119 tika rādits, kā zinot kādas gazes relativo blīvumu D (atteecibā uz gaisu), var dabūt viņas molekularo svaru μ. Tā kā visām gazem $\frac{\delta}{\mu} = const$, tad $\mu = 28{,}88 D$.

Tas pats sakams ari par pārkarseteem (nepeesātinateem) tvaikeem. Ari viņeem $\frac{s}{\mu} = const$. Tapēc, zinot μ, var dabūt s. Tā peem., ūdens tvaika molekularais svars $\mu = 18$; tas dod $s = \frac{18}{28{,}8} = 0{,}625$. C h l o r o f o r m a molekularais svars, pēc formulas $CHCl_3$ aprēķinats, ir $\mu = 190{,}39$; no ta dabujam $s = 4{,}2$.

Ari otradi: tvaika blīvumu zinadami, varam tūliņ aprēķināt viņa molekularo svaru. Tapēc nupat aprakstitām tvaika blīvuma noteikšanas metodem ir leela nozīme laboratoriju praksē.

§ 143. Gaisa mitrums. Zemes atmosferas gaiss, pastāvigi ar leelām ūdens masam sakarā būdams, veenmēr satur sevī ūdenstvaikus. Dažās veetās viņu daudzums var būt visai leels. Tā novērojumi rāda, ka uz ekvatora katrs ūdens virsmas kvadratmetrs deenā dod līdz 20 *kg* tvaika. Tapēc gaiss veenmēr ir vairak vaj mazak mitrs.

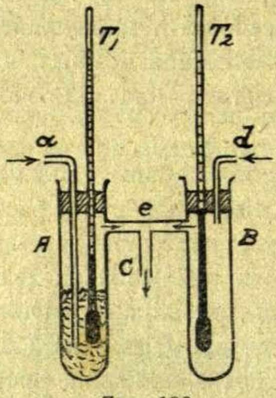
Gaisam peejaukdamees, ūdenstvaiks pēc Dalton'a likuma dod savu parcialo speedeenu, kas jo leelaks, jo augstaka ir viņa temperatura, un jo vairak viņa gaisā atrodas. Speedeens ir maksimums, kad gaiss ir tvaika peesātinats. Tad tāļakā iztvaikošana apstājas, un pee dotās temperaturas eestājas dinamisks līdzsvars, kad cik kādā laikā ūdens iztvaiko, tikpat atkal kondensejas.

Ari atdzisdams, vaj zem leelakā speedeena nākdams gaiss var kļūt tvaiku peesātinats. Tas noteek, viņam leelos augstumos paceļotees: izplezdamees (adiabatiski), viņš atdzeest, kapēc viņā esošais tvaiks kondensejas un nāk leetus, sneega, krusas u. t. t. veidā uz zemi atpakaļ. Ari migla, rasa, sarma rodas gaisam peesātinatā stāvoklī pārejot: deenā sasilušais un daudz tvaiku uzņēmušais gaiss, vakarā un naktī atdzisdams, atdod daļu sava tvaika sīku ūdens pileeniņu veidā. Ta ir migla; aukstā laikā uz ceeteem preekšmeteem noguldamās, viņa dod sarmu.

Gaisa mitrumu definē divejadi: vispirms ar viņa veenā kubikmetrā esošo tvaika svaru e, jeb parcialo speedeenu p. Šinī gadijumā viņu izteic gramos, vaj dzīvsudraba staba milimetros un sauc par absoluto mitrumu. Beežak tomēr runā par relativo mitrumu, saprotot ar to procentos izteikto atteecibu, kādā stāv patlaban gaisā esošā tvaika daudzums, resp. speedeens pret to, kuŗš viņā būtu, ja gaiss pee tās pašas temperaturas būtu ar tvaiku peesātinats. Apzīmejot īstenibā esošo tvaiku parcialo speedeenu kādā tilpumā ar p, peesātinata tvaika speedeenu tādos pašos apstākļos ar p_0, mēs relativo mitrumu dabujam kā skaitli $\frac{p}{p_0} . 100$.

Tvaika daudzumu gaisā var dabūt, laižot kādu noteiktu viņa tilpumu pāri veelai, kas ūdeni saista ķimiski (absorbē), peem., $CaCl_2$, H_2SO_4 u. t. t. Nosveŗot pēdējo pirms un pēc eksperimenta, dabū aizgājušā gaisa tilpumā bijušo tvaika daudzumu. Bet ši metode, kaut gan eksakta, maz parociga, galvenā kārtā tapēc, ka prasa precizu svēršanu. Veenkāršaka ir tā saucamā rasas punkta metode. Viņā meklē to temperaturu, pee kuŗas pateesibā gaisā esošais tvaiks paleek peesātinats un apraso tos preekšmetus, ar kuŗeem nāk sakarā, — tā saucamo rasas punktu. Šim nolūkam kalpo higrometrs. Zīmejumā 199. attēlots Regnault higrometrs. Divos stikla stobros A un B ar korķeem eestiprinati gluži veenadi precizi termometri T_1, T_2. Stobri savā starpā saveenoti ar cauruli e, no kuŗas eet atzarojums c. Korķeem izlaistas saleektas stikla caurules

a, d, tā ka sūcot pee c, var visam aparatam laist cauri veenmērigu un abos stobros veenadi intensivu gaisa strāvu.

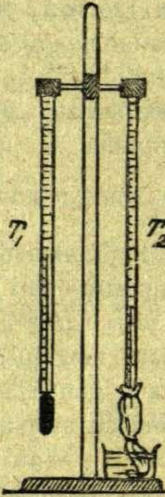


Zīm. 199.
Regnault higrometrs.

A līdz pusei peelej ar eteri, B atstājot tukšu. Sūcot nu pee c, laižam eterim cauri gaisa strāvu (caurules a lejas gals beidzas eterī), no kam viņš strauji iztvaiko un atdzeest, atdzesedams stobru A un ap viņu esošo gaisu. Tā temperaturai pamasam krītotees rasees brīdis, kad apkārtejais gaiss taps ūdenstvaiku peesātinats, kapēc tvaiks rasas veidā nogulsees uz A ārejām seenām. Šī brīža eteŗa temperatura t_0 tad būs mekletais rasas punkts. Uzmeklejot § 136. peevestā tabelē viņai atteecigo peesātinata tvaika speedeenu, dabū p. Acimredzot tas ari ir pateesibā gaisā esošo tvaiku speedeens. Vēl atzīmejot tukšā stobra termometra T_2 temperaturu un tabelē viņas tvaiku speedeenu p_0 atrodot, dabū relativo mitrumu $\frac{p}{p_0}$.

Lai aprasošanas eesākšanās jo labaki būtu novērojama, abu stobru gali taisiti no nogludinata sudraba. Gaisa sūkšanai leeto aspiratoru, — cilindrisku noslēgtu trauku, no kuŗa pa viņa lejas galu iztek agrak viņā eeleetais ūdens: tukšaks palikdams, ar e saveenots, aspirators sūc higrometram gaisu cauri.

Ļoti veenkārša un parociga, kaut gan mazak preciza ir tā saucamā psichrometriskā metode. Viņa dibinas uz ta, ka kāda šķidruma iztvaikošana brīvā gaisā ir jo intensivaka, jo sausaks ir gaiss.



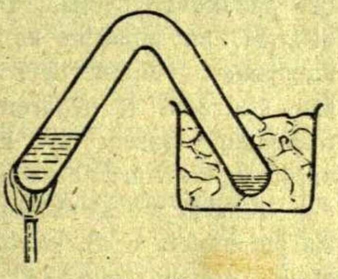
Zīm. 200.
Psichrometrs.

Te īsumā aprakstisim August'a psichrometru (zīm. 200). Uz kopeja stativa peestiprinati pēc eespējas veenadi, $\frac{1}{10}^0$ eedaliti termometri T_1 un T_2. T_2 dzīvsudraba rezervuars apseets ar lupatiņu un saveenojas ar trauciņu, kuŗā ir tīrs ūdens. Būdams pastāvigi slapjš, rezervuars, ūdenim iztvaikojot, pamazam atdzeest un beidzot peeņem noteiktu temperaturu t_0, kuŗa ir par otrā termometra temperaturu t zemaka. Termiskais līdzsvars eestājas tad, kad termometra veenā sekundē iztvaikošanas dēļ zaudetais siltums Q kļūst veenads ar taī pašā laikā no apkārtnes uzņemto siltumu q. Var peeņemt, ka pee neleelām temperaturas diferencem $q=c(t-t_0)$ (Ņutona likums), kur c ir proporcionalitates faktors. No otras puses, kā to rāda Dalton'a novērojumi, zaudeto siltumu Q var izteikt ar $Q = k\frac{p_0 - p}{b}$, kur k ir atkal proporcionalitates faktors, b barometriskais speedeens, p_0 peesātinatā un p gaisā esošā tvaika speedeens pee temperaturam t_0 un t. Leekot $Q = q$, mēs dabujam formulu $\frac{k}{b}(p_0 - p) = c(t - t_0)$, no kureenes $p = p_0 - A(t - t_0)b$. Te A ir tā saucamā psichrometriskā konstante. Zinot viņu, atskaitot t un t_0 pee abeem termometieem un tabelēs p_0 atrodot, mēs dabujam p — absoluto un relativo mitrumu atkarībā no barometriskā speedeena. Konstanti A atrod eksperimentali, salīdzinot psichrometra rādijumus ar kādas teešas metodes, peem., Regnault higrometra, doteem skaitļeem. Viņa nav tikai aparata konstante, bet atkarajas ari no teem apstākļeem, kādos psichrometrs darbojas. Tā, peem., rāmā gaisā (istabā) ta ir cita nekā vējā. Pirmā gadijumā var peeņemt $A = 0{,}0012$.

Relativo mitrumu teeši dod pēc Saussure'a metodes izgatavotais mata higrometrs, kuŗa galvenā sastāvdaļa ir pilnigi no tauku daļam atbrīvots mats. Tad viņš ir visai higroskopisks un savu gaŗumu maina proporcionali uzņemtam mitruma daudzumam. Gaŗuma peeaugums ar atteeciga veenkārša mechanisma palīdzibu teek pārcelts uz rāditaju, kuŗa gals staigā pa skalu. Skalas eedaļas (%-os) dabūtas, salīdzinot šo higrometru ar kādu citu, t. i. viņu kalibrejot.

§ 144. Gazu kondensacija. Šķidrs CO_2. Jau vairakkārt uzsvērts, ka nav principielas atšķiribas starp gazi un tvaiku. Tapēc sagaidams, ka peenācigā kārtā kādas gazes temperaturu pazeminot, vaj speedeenu virs viņas paaugstinot, ari viņu var novest līdz peesātinatam stāvoklim un tad kondenset. Tomēr pateesibā izrādas, ka šis process nav tik veenkāršs. Kā temperaturai, tā speedeenam ir zinamas robežas, ārpus kurām kondensacija nav eespējama.

Veens no pirmeem, kas plašakos apmēros ar gazu kondensaciju nodarbojās, bija angļu fiziķis M. Faraday's. Viņa leetotā metode bija ļoti veenkārša: gazi attīsta noslēgtas, saleektas beeza stikla caurules veenā galā (zīm. 201.), ja vajadzigs, viņu sasildot. Pamazam rodotees, gaze pati sevi saspeež; kad speedeens top peeteekoši leels, ta otrā caurules galā top šķidra. Kondensaciju paātrina, noveetojot šo galu sneegā, vaj — ja vajadzigs, — kādā saldejošā maisijumā. Tādā ceļā Faraday'am izdevās sašķidrināt CO_2, NH_3, Cl, SO_2, cianu u. c. gazes.



Zīm. 201.
Gazu kondensacija.

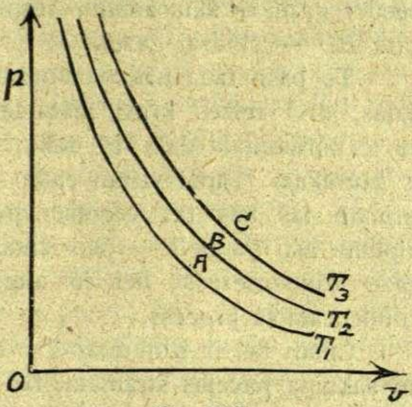
Tomēr tā dabūtee šķidro gazu daudzumu bija neecigi. Ari pati metode bija deezgan bīstama, jo saleektā caurule, speedeenam peeaugot, dažreiz eksplodē. Labaki panākumi bija Natterer'am, kurš kondensejamo gazi ar pumpja palīdzibu dzina izturigā dzelzs cilindrā. Cilindru pēc vajadzibas vareja atdzeset līdz vēlamai temperaturai. Tādā ceļā izdevās eegūt šķidras gazes, starp citu ogļskābi CO_2, leelakos daudzumos.

Ogles dioksids CO_2 pee 0^0 C top šķidrs zem 38,5 *atm* speedeena. Ja temperatura ir augstaka, speedeenam jabūt leelakam. Tapēc parastos apstākļos ogles dioksids ir šķidrs tikai zem leela speedeena. Ja speedeens strauji pamazinas, viņš visai intensivi iztvaiko, atdzisdams līdz -79^0 C. Līdz ar to viņš sasalst un pārvēršas sneegā. Tapēc izlaižot šķidru CO_2 no ta trauka, kurā viņš teek turets, mēs nedabujam vis šķidrumu, bet baltu, sneegam līdzigu veelu. Sajaucot šādu sneegu ar eteri un leekot pēdejam strauji iztvaikot, var nodzīt temperaturu līdz -120^0 C.

Pee ceetas ogļskābes temperaturas (-79^0C) novērojamas daudzas interesantas parādibas. CO_2 sneegu var deezgan ilgi turet uz delnas, nesajūtot nekādas sāpes. Tas izskaidrojams ar parādibu, kura līdziga Leidenfrosta parādibai: starp roku un ceeto CO_2 rodas CO_2 gazes kārta, kas kā slikta siltuma vaditaja viņu pasargā no pārak straujas atdzišanas. — Dzīvsūdrabs pee šādas temperaturas sasalst ceetā gabalā, kuru var kalt kā kuru katru metalu.

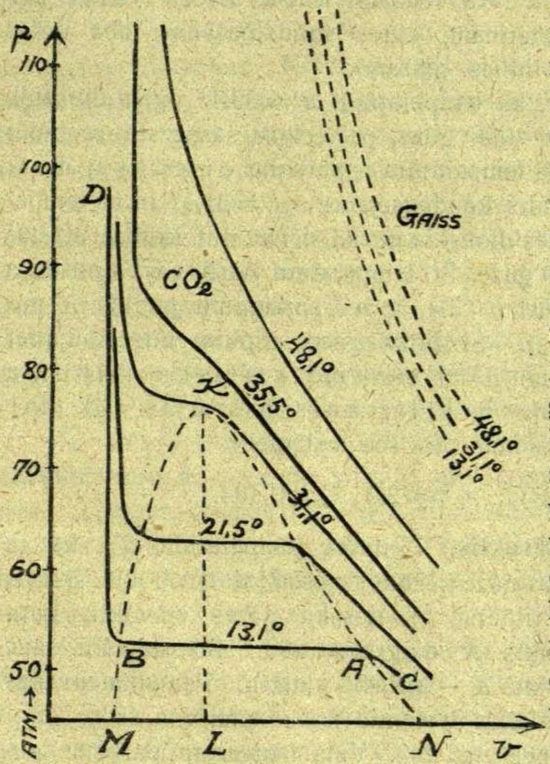
§ 145. Gazu izotermas. Faraday'am izdevās kondenset daudzas gazes, izņemot gaisu, O_2, N_2, H_2, CO, NO un metanu CH_4, kuras, neskatotees uz visām pūlem, šķidrumā nepargāja. Ari vēlakeem darbeem te sekmju nebija. Gan Natterer's (1844) lika viņas zem 2700 *atm* leela speedeena, Colladon's atdzeseja viņas līdz -30^0 C, bet panākumu nebija. Tadēļ radās domas, ka šīs gazes no pirmām atšķiras, ka viņas ne ar kādu speedeenu un atdzesešanu nav šķidras dabujamas. Viņām deva permanento gazu nosaukumu. Tomēr šāds slēdzeens ir nepareizs. Atšķiriba starp sašķidrinamām un „permanentām" gazem nav kvalitativa, bet gan kvantitativa. To rādija angļu fiziķis Andrews's, 1869. gadā publicedams savus pētijumus.

Andrews's eksperimentalā ceļā studeja gazu izotermas. Kā jau minets § 48, katrai gazei viņas raksturigo produktu pv var attēlot grafiski. Idealai, resp. viņai tuvu stāvošai permanentai gazei, kura, temperaturai nemainotees, pilnigi, resp. tuvu seko Boyle-Mariotte'a likumam $pv = const$, šis attēlojums ir veenadzaru hiperbola A (zīm. 202). Tā kā $pv = RT$ un R ir veenads visām gazem, tad pee $T = const$ šī hiperbola tanī pašā laikā ir ari gazes izoterma. Mainidami T, mēs dabujam dažadas viņas izotermas B, C, D. . . , kuŗām visām ir veens un tas pats veids; nekur viņas veena otru neaizskaŗ. Tā šāda kādas gazes izotermu sistema (saime) ir visai labi pārredzams viņas stāvokļa maišanās raksturojums, jo satur sevī visus trīs gazes stāvoklim raksturigos leelumus p, v, T.



Zīm. 202.
Idealas gazes izotermas.

Nu Andrews'a pētijumi rāda, ka veegli kondensejamo realo gazu izotermas pee parastām eksperimenta temperaturam ir citadas. Zīm. 203 dod ar CO_2 eksperimentejot dabūtās. Viņas aplūkojot, eesāksim ar zemako, pee $T = 13{,}1$ °C. Tilpumam pamazinotees, gazes speedeens (spraigums) no sākuma aug, atteecigais izotermas zars CA ir hiperbola: CO_2 izturas kā ideala gaze. Kad speedeens sasneedzis zinamu leelumu, punktā A izotermai rodas krass lūzums. No sī brīža sākot viņa eet tilpumu asij paraleli: tilpumam tālak pamazinotees, speedeens vairs nepeeaug ($p = const$). Tas rāda, ka CO_2 te eegūst peesātinata tvaika īpašibas; šinī mirklī sākas viņa kondesacija. Jo leelaks top speedeens, jo vairak viņa kondensejas. Tas turpinas līdz punktam B, kamēr visa traukā esošā gaze nav pārgājusi šķidrumā. Punktā B izoterma no jauna strauji izleecas un visai stāvus ceļas augšup (BD). Šī viņas daļa peeder šķidrai ogļskābei. Tā kā pēdejā, kā šķidrumi vispār, ir ļoti maz saspeežama, tad neecigai tilpuma pamazināšanai vajadzigs visai leels speedeena peeaugums. Tā saprotams izotermas zara BD stāvums.



Zīm. 203. CO_2-izotermas.

Tā izoterma $T = 13,1^0$ sadalas trijās daļās: hiperboliskā viņas daļa CA raksturo CO_2 gazejado stāvokli, horicontalā daļa AB peeder gazei + šķidrumam, resp. kondensacijas procesam, un beidzot zars BD — šķidrai gazei.

To pašu rāda nākošā izoterma $T=21,5^0$. Ari viņa sadalas trijās daļās, divi reizes krasi mainidama savu virzeenu. Starpiba tikai ta, ka te, horicontalā daļa ir īsaka, tā tad kondensacijas procesa robežas te šaurakas. Tāpat visām citām nākošām, zimejumā neattēlotām izotermam: tas būs tā: veenmēr pee zinama saspeeduma viņas sāks eet tilpumu asij paraleli — pee zinama speedeena rasees šķidra faze — gaze kondensesees; bet jo augstaka būs temperatura, jo īsaks būs kondensacijas process.

Citadi tas ir izotermai $T=31,1^0$. Gan viņa, tāpat kā zemakās, no sākuma paceļas straujaki, tad top veenmēr slīpaka, bet horicontala viņa jau nekur nepaleek. Sasneegusi punktu K, kad $p = 73$ *atm*, viņa atkal strauji leecas augšup. Tilpumam pamazinotees, te speedeens nepārtraukti peeaug. Ta tad pee $T = 31,1^0$ ogles dioksids ne pee kāda speedeena šķidrumā nepāreet. To pašu rāda nākošās izotermas $T = 35,5^0$, $T = 48,1^0$ u. t. t. Kā redzam, viņas arveen vairak sāk līdzinatees idealo gazu izotermam, kuras salīdzinašanas labā dotas zīmejumā pa labi (raustitās linijas, gaisam).

Šis īsais apraksts rāda, ka temperaturai $T = 32,1^0$ ogles dioksida gazē ir izcilus loma. Zem viņas gaze, peeteekoši saspeesta, veenmēr var pāreet šķidrā stāvoklī. Ja temperatura ir par viņu augstaka, ne ar kādu speedeenu CO_2 nav vairs kondensejams. $T = 31,1^0$ ir ta temperaturas robeža, aiz kuras ogles dioksids nekad nevar būt šķidrs: aiz tās CO_2 izturas kā „permanenta" gaze. Šo temperaturu Andrews's nosauca par kritisko temperaturu (T_k), gazes spraigumu punktā K par kritisko spraigumu (p_k). Šī brīža gazes tilpuma atteecibu pret viņas tilpumu pee $t = 0^0$ un $p = 1$ *atm* sauc kritisko tilpumu (v_k); viņas šī brīža blīvums ir kritiskais blīvums (δ_k). Pēc jaunakeem pētijumeem dioksidam CO_2 šee leelumi ir

$$T_k = 31,35^0 C; \; p_k = 72,9; \; \delta_k = 0,464.$$

§ 146. Kritiskais stāvoklis. Kritiskā temperatura T_k, kā ta temperaturas robeža, aiz kuras gaze nekādos apstākļos nevar būt šķidra, kritiskais speedeens p_k un tilpums v_k nosaka gazes stāvokli, kura grafiskais attēlojums ir punkts K diagramā 203. Šo stāvokli sauc kritisko stāvokli, punktu K — kritisko punktu. Pee viņa tuvakas izpratnes mūs ved ogles dioksida izotermu tāļakā pētišana.

Atgreezisimees vēlreiz pee zīm. 203. Viņa izotermam pārklāto laukumu var eedalit četros apgabalos. Plašais rajons virs $T = 31,1^0$ peeder

„permanentai" CO_2-gazei, kuŗa nekādā ceļā šķidrumā nav pārvēršama. Pa kreisi no raustitās linijas MKN CO_2 ir tikai šķidrs, pa labi no viņas — gaze ar nepeesātinata tvaika īpašibam. Ar liniju MKN norobežotā daļa peeder kā gazei, tā šķidrumam. Te abi — šķidrums un gaze — eksistē kopigi, kapēc to var nosaukt par peesātinata tvaika apgabalu. Viņa virsotne beidzas kritiskā punktā K, tapēc LK reprezentē peesātinatā CO_2-tvaika maksimalo speedeenu.

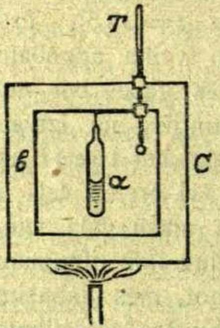
Nu Andrews'a rezultati rāda, ka ir domajamas pārejas no veena gazes stāvokļa otrā, kuŗās tās izotermas apgabalu MKN neķeŗ. Teešam, eedomasimees kādu šķidra CO_2 masu pee izotermas $T = 13{,}1^0$ temperaturas. Turot $v = const$, sildisim šķidrumu līdz citai temperaturai, kas augstaka par kritisko, peem., līdz $t = 35{,}5^0$. Tad nonāksim „permanentās gazes rajonā", peesātinatā tvaika apgabalu neveenā veetā neaizķēruši. Šķidrums būs pārvērtees gazē, bet neveenu brīdi viņš nebūs savu homogeno dabu mainijis; ne iztvaikošanas, ne vārišanās, vaj cita kāda starpprocesa ceļā, bet teeši un nepārtraukti, bez lēceena viņš būs tapis gazejads. Ari pretejs ceļš ir domajams: sasildot kādu pilnigi homogenas gazes masu līdz temperaturai $t > T_k$ un tad, turot $p = const$, saspeežot viņu līdz tilpumam $v < v_k$, tanī pašā laikā temperaturu atteecigi pazeminot, mēs dabūsim homogenu šķidrumu. Neveenu brīdi te gazei nebūs bijušas peesātinata tvaika īpašibas; tā tad ne parastā kondensacijas ceļā viņa būs kondensejusees: visu laiku homogena palikdama, viņa atkal teeši un nepārtraukti būs pārgājusi šķidrā stāvoklī.

Šos slēdzeenus apstiprina ari novērojumi. Ja šķidru CO_2 silda aizkausetā, beezu seenu stikla caurulē, no sākuma šķidrums nenormali stipri izplešas. Kad sasneegta kritiskā temperatura $t = 31{,}35^0$, viss viņš pēkšņi pāreet gazē. Tas vēl jo seviški apstiprina jau vairakkārt sacito, ka nav principielas atšķiribas starp šķidrumu un tvaiku, resp. gazi: temperaturai un citeem apstākļeem (p un v) mainotees, CO_2 nepārtraukti pāreet no veena stāvokļa otrā.

Ši pāreja noteek pee kritiskās temperaturas. Pee viņas CO_2 ir stāvoklī, kuŗu ar veenadu teesibu var nosaukt tiklab šķidru, kā gazejadu. Teešam, pārejas brīdī pee $T = 31{,}35^0$ ir gŗūti sacit, kas caurulē redzams — šķidrums vaj gaze. Tapēc kritisko temperaturu var ari definet kā to, pee kuŗas fizikalā atšķiriba starp šķidro un gazejado stāvokli pazūd.

Ogles dioksids te mums kalpoja kā peemērs. Saprotams, no viņā izotermam dabūtee slēdzeeni atteecinami ari uz citām, un pirmā kārtā uz veegli sašķidrinamām gazem: SO_2, Cl, NH_3 u. t. t. Ari par parasto šķidrumu tvaikeem tas sakams. Tā sen jau, 1822. g., Cagniard de la Tour's, karsedams šķidrumus noslēgtās stikla caurulēs, novēroja, ka daži no teem, peem., eteris, alkohols, ūdens etc, kad viņu temperatura sasneedz zinamu augstumu (katrs šķidrums savu), teeši pāreet tvaikā, resp. gazejadā stāvoklī. Eterim pēc viņa novērojumeem tas noteek pee 195° C. Tā tad ari šīs veelas zinamā brīdī sasneedz savu kritisko stāvokli, kas noteikts ar kritisko temperaturu, speedeenu un tilpumu. Eterim ši temperatura ir 195°. Tapēc viss nupat par CO_2 sacitais atteecinams ari uz citu veelu stāvokļa maiņu.

Cagniard de la Tour'a novērojums parocigi atkārtojams šādā ceļā. Stikla cauruli *a* (zīm. 204) līdz pusei peepilda ar eteri, no kuŗa ar ilgu vārīšanu izdzīts viss viņā absorbetais gaiss, un tad aizkausē. Tā caurulē paleek šķidrs eteris un virs viņa ta peesātinats tvaiks. Cauruli eekaŗ skārda bundžā *b*, kuŗas divās pretejās seenās atstāti ar stiklu aiztaisiti lodziņi novērošanai. Bundžu karsē no āreenes vaj nu teeši, vaj eekaŗot viņu vēl otrā *c*. Termometrs *T* mēro bundžas, resp. eteŗa temperaturu.



Zīm. 204.
Kritiskais stāvoklis.

No sākuma eterim ir krasi noteikts eeleekts līmenis. Jo augstaka top temperatura, jo vairak šķidrums izplešas un *jo vairak līmenis top horicontals*. Kad temperatura sāk sneegtees līdz 195° (īsti 194,4°), robeža starp šķidrumu un tvaiku arveen vairak izplūst un pee 194,4° pavisam pazūd. Šinī mirklī visa caurule pēkšņi peepildas ar homogenu, necaurredzamai miglai līdzigu substanci, kas temperaturai vēl mazleet paceļotees, top caurspīdiga un nesaredzama. Ta ir eteŗa „permanentā gaze“ augšpus kritiskās temperaturas, miglas izcelšanās temperatura — viņa kritiskā temperatura. — Bundžai nu leesmu noņemot, mēs šo „gazi“ atdzesejam, un atkal tanī mirklī, kad termometrs rāda 194,4°, caurulē no jauna redzama miglai līdziga homogena masa, kas nākošā brīdī pēkšņi un krasi nodalas šķidrumā un tvaikā (gazē).

Aprakstitā kārtā rīkojotees, var atrast kautkuŗas veelas kritisko temperaturu. Kā rāda novērojumi, viņa šādā ceļā ir deezgan precizi noteicama. Peerīkojot caurulei manometru, var dabūt ari kritisko speedeenu un tad aprēķināt ari kritisko tilpumu, resp. blīvumu. Dažeem šķidrumeem viņus atrada jau *Cagniard de la Tour's*. Nākošā tabelē ir doti dažu veelu *kritiskee dati* (speedeens atmosferās). Ari „permanentām“ gazem, par kuŗām runasim nāk. §, viņi te eerakstiti.

Veela	T_k	p_k	δ_k	t	τ
Anilins . . .	$+425{,}7^0$	52,3	—	—	—
Ūdens	$+364{,}3^0$	194,6	—	—	—
Alkohols . .	$+243{,}1^0$	62,96	0,2755	-10^0	$-76{,}0^0$
SO_2	$+155{,}0^0$	78,0	0,2622		
Chlors	$+146{,}0^0$	93,5	—	$-33{,}6^0$	$-102{,}0^0$
CO_2	$+31{,}35^0$	72,9	0,464	-79^0	—
Etilens. . . .	$+10{,}0^0$	51,7	0,21	$-102{,}5^0$	$-169{,}0^0$
Skābeklis . .	$-118{,}8^0$	50,8	0,65	$-182{,}8^0$	$-227{,}0^0$
Argons . . .	$-121{,}0^0$	50,6	—	$-186{,}9^0$	$-189{,}6^0$
Gaiss	$-140{,}0^0$	39,0	—	$-191{,}4^0$	—
Slāpeklis . .	$-146{,}0^0$	35,0	0,37	$-194{,}4^0$	$-214{,}0^0$
Ūdeņradis. .	$-240{,}8^0$	13,4—15	—	$-252{,}5^0$	$-258{,}9^0$
Helijs	$-267{,}0$	2—3	0,15	$-268{,}7^0$	—

Peektā tabeles slejā eerakstitas nosaukto veelu normalās vārišanās temperaturas (760 *mm*), sestā—saceetešanas temperaturas τ.

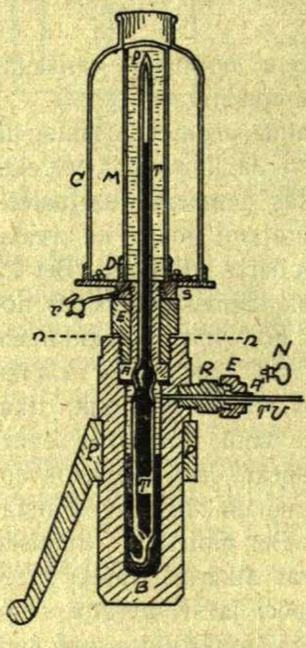
Kritiskā stāvokļa *fizikalai* izpratnei palīdz atzīmetais fakts, ka viņa tuvumā mainas šķidruma līmeņa veids. Ja līmenis ir eeleekts (eteris), viņš pamazam izleecas, pee kritiskās temperaturas paleek pilnigi horicontals un tad izzūd. Tāļak novērojumi rāda, ka veelai kritiskā stāvoklī nonākot, pazūd ari viņas kapilarās īpašibas. Bet kā mēs zinām (§ 85), šķidruma līmeņa forma un kapilarās īpašibas noteic viņa virsmas spraigums, kas savukārt ir no viņa molekulareem spēkeem atkarigs. Tā tad kritiskā stāvoklī, kad līmenis un kapilaritate pazūd, šo molekularo spēku vairs nav. Tas var notikt tikai tad, kad molekulu ātrumi šķidrumā, resp. viņu kinetiskās enerģijas top tik leelas, ka viņu peevilkšanās spēki, kuŗi parastos apstākļos ir šķidrumā, vairs nespēj tās noturet viņām raksturigos atstātumos; šinī brīdī šķidrums top gazei līdzigs. Bet molekulu kinetiskā enerģija gazē ir *tikai* no viņas temperaturas atkariga; ārejā speedeena maiņa uz viņu eespaidu neatstāj. Tapēc, ja šī enerģija, resp. temperatura ir leelaka par to, kas raksturiga molekulu kopumam šķidrumā, ne ar kādu speedeenu molekularos spēkus atjaunot nevar: — gaze nekad nesabeezē. Tā dabujam kritiskās temperaturas fizikalo jēdzeenu un izskaidrojumu.

No šī veedokļa raugotees sagaidams, ka veelai kritiskam stāvoklim tuvojotees, mainisees ari daudzas citas viņas fizikalās īpašibas. Starp citu domajams, ka *iztvaikošanas siltums* ρ, par kuŗa temperaturas atkaribu minets § 140, pee kritiskās temperaturas taps 0, jo te molekulu atraušanai nekāds darbs vairs nav jatērē. To rāda ari teeši novērojumi, kā tas redzams no sek. Mathias'a ogļraža dioksidam dabūteem skaitļeem:

t	0°	13,7°	22,4°	28,13°	30,59°	30,82°
ρ	56,25	42,02	31,80	19,35	7,26	3,72

§ 147. „Permanento" gazu kondensacija. Par permanentām tika nosauktas gazes, kuŗas ne ar kādeem līdzekļeem nebija šķidrā veidā dabujamas. Pēc visa līdz šim sacitā mēs tagad varam uzrādit šīs neizdošanās cēloni: acimredzot šo gazu kritiskās temperaturas ir zemakas par tām, pee kuŗām tika eksperimentets. Teešam, kā rāda pag. § tabele, ūdeņradim, skābeklim, gaisam u. t. t. kritiskās temperaturas ir daudz zemakas par Colladon'a (—30°) leetotām. Tapēc pēc Andrews'a pētijumeem nevareja būt šaubu, ka ari „permanentās" gazes var kondenset, — tikai jaatrod peeteekoši zemu temperaturu avots.

Tas izdevās 1877. g. franču fiziķim Cailletet Parizē un gandrīz tanī pašā laikā, no viņa pilnigi neatkarigi, šveiceetim R. Pictet Ženevā. Cailletet ideja ir ārkārtigi veenkārša: gazi cik veen eespējams saspeest un atdzeset un tad pēkšņi no speedeena atbrīvot. Adiabatiski izplezdamās, viņa atdzisīs tiktāļ, ka pati pee palikušā neleelā speedeena pārees šķidrumā. Cailletet aparats attēlots zīm. 205. Izturiga metala bluķa B eedobumā, kuŗš ar cauruli TU saveenojas ar spēcigu hidraulisku presi, eestiprinata beeza stikla, augšgalā šaura caurule TP. Cauruli peepilda ar pētamo gazi. Eedobums līdz pusei peeleets ar dzīvsudrabu, kas tanī pašā laikā noslēdz caurulē esošo gazi. Ar presi, kas Cailletet eksperimentos deva līdz



Zīm. 205.
Cailletet aparats.

1000 *atm*, — eedobumā virs dzīvsudraba ūdeni speežot, var dzīvsudrabu dzīt caurulē un tā tur eeslēgto gazi saspeest. Pēdejās atdzesešanai kalpo ap teevo aplikta plataka caurule M, kuŗu peepilda ar atteecigu saldejošu maisijumu, vaj kādu šķidrumu ar zemu vārišanās temperaturu. Visu to zem balona C noleekot un pēdejā radot vakuumu, var šķidrumam likt strauji iztvaikot un tā dabūt deezgan zemas temperaturas.

Pirmee Cailletet eksperimenti ar skābekli pee -30^0 un 300 *atm* nekādus rezultatus nedeva. Bet kad, saspeesto ūdeni no cilindra pēkšņi izlaižot, viņš gazes speedeenu peepeži pamazinaja, uz caurules P seenām vareja novērot sīkus pileenus, kas nebij nekas cits, kā šķidrs skābeklis. Tādā pat ceļā viņam izdevās novērot N_2 un pat H_2 kondensaciju, sevišķi tad, kad saspeestās gazes atdzesešanai tika ņemta šķidra etilena vārišanās temperatura (-102^0).

Leelakos daudzumos šīs gazes kondenset izdevās Raulam Pictet. Viņa metode ir daudz komplicetaka un līdziga Faraday'a metodei (§ 144): pētamā gaze attīstas noslēgtā traukā un no tureenes eet teevā caurulē, kas eegremdeta šķidrā, pee zema speedeena intensivi verdošā ogļskābē, vaj citā šķidrumā (etilenā). Tā viņa, peenācigi atdzisusi, pati zem sava speedeena kondensejas.

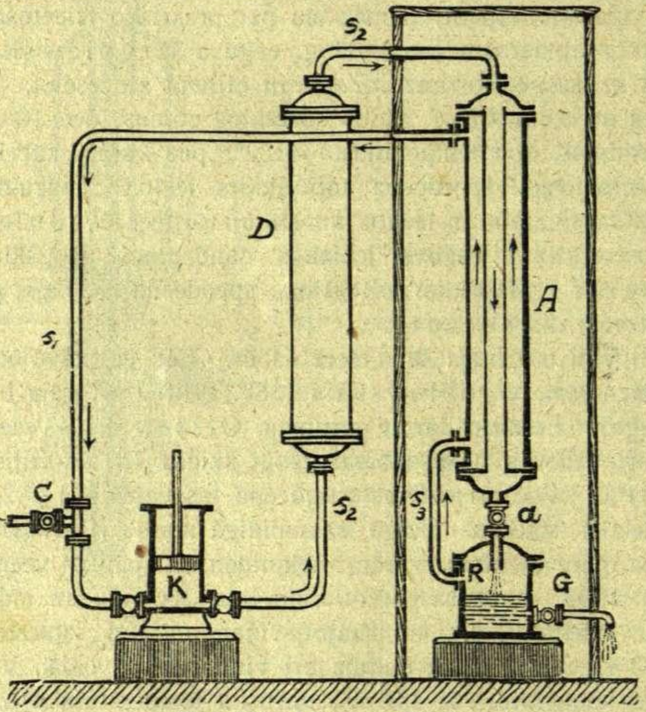
Bet tā dabūtee šķidru gazu daudzumi tomēr bija pārak neecigi, lai varetu viņu īpašības izpētit, nemaz jau par praktisko izleetošanu nerunajot. Leelakos apmēros viņas 1883. g. eeguva Wroblewski's un Olszewski's, saspeesto gazi ar šķidru etilenu atdzesejot, kas savukārt atdzesets ar ceetu CO_2. Šādos apstākļos etilens, pee 10 *mm* speedeena iztvaikodams, dod temperaturu -152^0, pee kuŗas skābeklis ar nedaudzām atmosferam speedeena top šķidrs leelos daudzumos. Ņemot nu viņu kā dzesinataju un leekot tam strauji vāritees, Wroblewski's un Olszewski's eeguva leelakos daudzumos ari šķidru gaisu un slāpekli. Slāpeklis pee 60 *mm* speedeena vāras pee -204^0 un tā atdzeest, ka saceetē.

Ari ūdeņradi viņi mēģinaja šādā ceļā dabūt. Bet sagatavojotees uz šeem eksperimenteem, Wroblewski's 1888. g. traģiski gāja bojā (laboratorijā sadega). Eesākto darbu turpinaja Olszewski's veens, un drīzi viņam ari izdevās neapšaubami dabūt šķidru H_2, ar kritisko temperaturu $-234^0,5$. Pee atmosferas speedeena tas vāras pee -252^0 un pee -257^0 sasalst stiklam līdzigā caurspīdigā masā (Dewar's)

Tā no visām permanentām gazem nekondensets palika veenigi helijs *He*. Bet 1908. gadā, saspeežot viņu līdz 100 *atm* un atdzesejot ar verdošu ūdeņradi, un tad ļaujot viņam pēkšņi izplestees, Kamerlingh-Onnes, Leidenē, dabuja ari viņu šķidrā veidā. Viņa normalā vārišanās temperatura ir $4,5^0$ *abs*, kritiskā temperatura 6^0 *abs*, kritiskais speedeens tikai 3 *atm*. Leekot šķidram helijam strauji iztvaikot, Kamerlingh-Onnes 1914. gadā sasneedza temperaturu $1,1^0$ *abs*, kaut gan ari tad helijs ceetā stāvoklī nepārgājā. Acimredzot, viņa sasalšanas temperatura ir zemaka. $1,1^0$ *abs* ($-271,9^0$ C) ir viszemakā līdz šim sasneegtā temperatura.

Tā tad mūslaikos nekādu „permanentu“ gazu vairs nav: visas viņ's, kas pazīstamas, ir izdevees pārvērst šķidrumā, leelako viņu vairumu pat ceetā veidā. Ta tad nav principielas atšķiribas starp ceetu un šķidru, šķidru un gazi, gazi un tvaiku: veelas agregatstāvokļu seciba ir nepārtraukta, no veena otrā viņa pāreet nepārtraukti. Seviški atzīmejami veelas tvaika un gazes stāvokļi: tvaiks ir veelas gazejadais stāvoklis zem kritiskās temperaturas; virs viņas ta ir gaze teešā nozīmē. Kā redzam, sekmiga ta izpratne radās tikai Andrews'a pētijumeem atklātibā parādotees.

§ 148. Šķidru gazu technika. Šķidrs gaiss. Gazu saškidrinašanas fakts ir svarigs ne tikai teoretiskām atziņam. Ari praktiskai pētneecibai tas deva rokās visai spēcigu eeroci, jo izrādas, ka daudzi fizikali, ķimiski etc. procesi pee zemām temperaturam norisinas daudz veenkāršaki nekā pee parastām. Te atzīmesim jau mineto veelas specifiskā siltuma pamazinašanos ar temperaturu, kas pee ļoti zemām temperaturam top 0, tad elektriskās vaditspējas ārkārtigo peeaugšanu pee šķidra helija temperaturam, par ko sīkaki runasim otrā sējumā. Ari teeši technikā šķidras gazes, seviški šķidrs gaiss ar savu zemo temperaturu spēlē lomu. Tapēc ir vajadziba pēc aši darbojošamees un spēcigeem šķidru gazu aparateem. Tādus gandrīz veenlaicigi deva inženeers Linde Minchenē un anglis Hampson's Londonā.

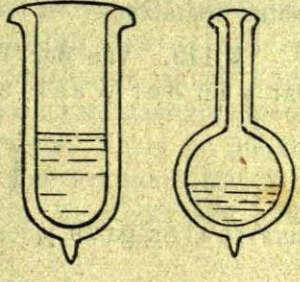


Zīm. 206. Lindes mašīna.

Viņu mašinas konstrukcijas ideja un darbošanās princips izprotams no schematiskā zīm. 206. Kompresors *K*, gazi, peem., gaisu no s_1, resp. *C* sūkdams, saspeež to līdz 200 *atm* un tad dzen cauri dzesetajam *D* kondensacijas aparatā *A*. Šī pēdejā galvenā daļa ir teeva, līdz 100 *m* gaŗa spirālē saleekta vaŗa caurule, kuŗu koaksiali apņem otra, ap 1 *cm* plata. Caurules lejas gals beidzas platā noslēgtā rezervuarā *R*, kas pa s_3 saveenojas ar spirales ārejo cauruli un caur viņu ar kompresoru. Eeplūzdams rezervuarā *R*, līdz 200 *atm* saspeestais gaiss pēkšņi izplešas, kapēc atdzeest. Ja regulatoru *a* atveŗ tā, lai speedeens rezervuarā turetos uz 16 *atm*, gaisa temperatura krīt par 45°. Plūzdams uz kompresoru, šis atdzesetais gaiss eet pa spirales ārejo cauruli, aptecedams eekšejo un tā viņu, resp. pa viņu no kompresora uz rezervuaru nākošo, līdz 200 *atm* saspeesto gaisu atdzesedams. Tapēc pēdejais, eenākdams rezervuarā un izplezdamees, atdzeest vēl vairak. Viņa temperatura jau ir par 90° zemaka kā sākumā. Šis gaiss savukārt atdzesē nākošo, rezervuarā eeplūstošo gaisa masu, kuŗa atdzeest vēl vairak u. t. t. Tā kompresoram pee aiztaisita *C* nepārtraukti strādajot, gaiss aparatā nepārtraukti cirkulē. Rezervuarā nonākdams, viņš arveen vairak atdzeest, līdz beidzot viņa temperatura top tik zema, ka pee 16 *atm* speedeena viņš kondensejas. Nu ātveŗ aizgreezni *C*, tā aparatā jaunas gaisa masas eelaižot. Aprakstito ciklu iztaisijušas, ari viņas rezervuarā nonākušas pāreet šķidrumā.

Gaiss, kompresora saspeests, sasilst, tapēc viņš, pirms to laiž kondensacijas aparatā, eepreekš jaatdzesē. Šim nolūkam kalpo minetais dzesetajs *D* — ar tekošu aukstu ūdeni, vaj kādu saldejošu maisijumu pildits trauks, kas viņa pārako siltumu atņem. Ari gaisam peejauktee ūdens tvaiki te kondensejas. Tas no leela svara, jo pretejā gadijumā no viņeem cēlušais ledus aparata caurules šauro eju aizsprostotu.

Kā redzam, mašinas ideja ir visai veenkārša. Neskatotees uz to, viņa strādā teicami un īsā laikā dod leelus šķidra gaisa daudzumus (desmiteem litru stundā). Attaisot aizgreezni *G*, viņu izlejam kā kuŗu katru šķidrumu.



Zīm. 207. Dewar'a trauki.

Šķidru gaisu var uzglabat vaļejos traukos. Pamazam iztvaikodams viņš atdzeest, kapēc ta temperatura ir — 192° C (vārišanās temperatura). Iztvaikošana jo seviški lēna, ja siltuma peeplūšanu no āreenes (trauka seenām) aizkavē. Tas panākams ar specieli tam nolūkam taisiteem Dewar'a stikla traukeem ar dubultām seenām (zīm. 207). Seenu starpā ir vakuums, kapēc siltuma vadīšana teešā ceļā ir neeciga (sk. § 153). Lai ari radiacijas ceļā siltums netaptu šķidrumam klāt, seenu eekšpuse ir apsudrabota, kapēc tās izturas kā spoguļi un visu krītošo siltumu atstaro. Šādos traukos gaisu var uzturet šķidru dažas deenas ilgi, pat pārvadat no veenas veetas uz otru. Ar parasto sifonu viņu pārlej no veena trauka otrā kā kuŗu katru šķidrumu.

Šķidrā gaisā sasalst visi pazīstamee šķidrumi — eteris, alkohols u. c. Elastigā gumija viņā top pilnigi trausla, daudzas veelas maina savu krāsu. Pee viņa temperaturas daudzas ķimiskas reakcijas pilnigi apstājas, peem., sasalis spirts nedeg. Sevišķi svariga ir daudzu veelu leelā gazu adsorpcija pee šīm temperaturam. Ārkārtigi leela ta top oglei, ko plaši izleeto vakuumtechnikā laboratorijās. Recipientam, kuŗā jarada vakuums, peeveeno zaru ar smalku kokusreeksta ogli. Kad pumpis sasneedzis savu spēju robežas, recipientu no viņa atveeno (noslēdz) un trauku ar ogli eegremdē šķidrā gaisā. Ogle, atdzisdama, uzsūc visu traukā palikušo gaisu, kuŗu pumpis nebij spējigs paņemt. Tā dabū vakuumus, kuŗu speedeens jau vairs nav konstatejams.

Kā rāda § 146. tabele, slāpeklim vārišanās temperatura ir zemaka kā skābeklim. Tapēc šķidrs gaiss, brīvē atstāts, arveenu top skābekļa bagataks. Tas novērojams, tuvinot viņam kvēlojošu ogli (skalu): ogle aizdegas. Ar šķidru gaisu samērceta vate, ari ogle, deg ar troksni kā pulveris.

Lindes mašina dibinata uz principa, ka realās gazes, izplezdamās atdzeest. Kā redzesim vēlak, idealām gazēm šādu īpašibu nav. Viņām tuvu stāv ūdeņradis. Tapēc viņš parastos apstākļos izplezdamees neatdzeest, — pat otradi — sasilst, un tikai pee temperaturas -80^0 sāk izturetees ka reala gaze. Tapēc viņš ar Lindes aparatu teeši šķidrā veidā nav dabujams, bet eepreekš līdz -80^0 jaatdzesē. Tam nolūkam leeto šķidru gaisu. Olszewski's un Dewar's ir konstruejuši specieli ūdeņraža kondensešanai domatus aparatus.

§ 149. Van der Waals'a formula. Korespondejoši stāvokļi. Par Van der Waals'a formulu

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=RT,$$

kuŗa realās gazēs jaņem Clapeyron'a izteiksmes

$$pv=RT$$

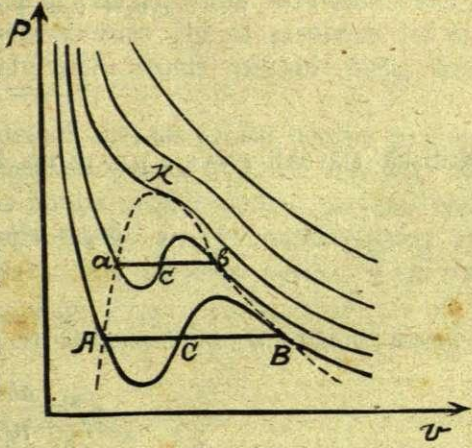
veetā, jau runats §§ 98 un 117. Viņā a ir konstante, kas raksturo molekularos spēkus gazē, kuŗu darbibu var peelīdzināt molekularam, resp. virsmas speedeenam p_0. b ir pašu gazes molekulu četrkārtigais tilpums.

Šo veenadibu Van der Waals's uzstādija teoretiskā ceļā, izejot no veelas kritiskā stāvokļa. Tā kā kritiskā punktā izšķiribas starp šķidrumu un gazi nav, tad viņa deriga ari šķidrumu stāvokļa aprakstam. Īsumā atzīmesim dažus no te dabujameem slēdzeeneem.

Uzrakstisim viņu šādā veidā:

$$v^3 - \left(b + \frac{RT}{p}\right)v^2 + \frac{a}{p}v - \frac{ab}{p} = 0.$$

Kā redzam, tas ir trešās pakāpes veenadojums, tapēc tam ir trīs saknes v_1, v_2, v_3. No ta spreežam, ka zinamai veelas masai, peem., 1 *kg* pee noteikta speedeena p un temperaturas T var būt trīs tilpumi. Lai viņus dabūtu, attēlosim veenadojumu grafiski. Tad zīm. 208. dabujam linijas, kas pilnigi līdzigas Andrews'a eksperimentali atrastām izotermam, ar to starpibu, ka raustitās linijas nozīmetā peesātinatā tvaika apgabalā viņas ir ne horicontalas un taisnas, bet viļņejadas. Vilksim veenā no tām horicontalu liniju AB, kas nozīmē $p = const$; tad dabujam trīs punktus A, C, B, kuŗu abscises reprezentē trīs tilpumus v_1, v_2, v_3,. Pirmais no teem peeder šķidrumam tanī brīdī, kad viņš sāk pāreet tvaikā, trešais v_3 — gazei,



Zīm. 208.
V. d. Waals'a CO_2-izotermas.

resp. tvaikam, kad viņš, speedeenam peeaugot, pee $T = const$ sāk sabeezet. Videjais tilpums v_2 peeder pārkarsetam šķidrumam un tanī pašā laikā pārdzesetam (pārsātinatam) tvaikam. Viņš ir maz stabils (metastabils). Acimredzot šos trīs tilpumus dod augšejā veenadojuma trīs saknes. Kādi viņi ari nebijuši, veegli redzams, ka veelai viņas kritiskam stāvoklim tuvojotees, izotermu horicontalās daļas paleek arveenu īsakas un punkti A, C, B nāk veens otram tuvak. Beidzot, kad kritiskais stāvoklis sasneegts, visi viņi sakūst ar kritisko punktu K. Tapēc šinī brīdī $v_1 = v_2 = v_3 = v_k$, kur v_k ir kritiskais tilpums.

No otras puses, kā māca algebra, kuŗu katru veenadojumu

$$Ax^3 + Bx^2 + Cx + D = 0$$

ar koeficienteem A, B, C, D var rakstit

$$(x - x_1)(x - x_2)(x - x_3) = 0,$$

ja x_1, x_2, x_3 ir viņa saknes; abu šo veenadojumu koeficienteem tad jabūt veenadeem. Atteecinadami to uz Van der Waals'a formulu, rakstam

$$(v-v_1)(v-v_2)(v-v_3)=0,$$

no kureenes

$$v^3-(v_1+v_2+v_3)v^2+(v_1v_2+v_2v_3+v_1v_3)v-v_1v_2v_3=0.$$

Salīdzinot ša un agrak uzrakstitā veenadojuma koeficientus, redzam, ka

$$v_1+v_2+v_3=b+\frac{RT}{p}$$

$$v_1v_2+v_2v_3+v_1v_3=\frac{a}{p}$$

$$v_1v_2v_3=\frac{ab}{p}.$$

Kritiskā stāvoklī $v=v_k$, $p=p_k$ un $T=T_k$. Tapēc te

$$3v_k=b+\frac{RT_k}{p_k}$$

$$3v_k^2=\frac{a}{p_k}$$

$$v_k^3=\frac{ab}{p_k}.$$

No šīm trīm veenadibam dabujam p_k, T_k un v_k:

$$p_k=\frac{a}{27b^2};\ T_k=\frac{8a}{27bR};\ v_k=3b.$$

Tā tad, ja Van der Waals'a formulā konstantes a un b ir zinamas, var aprēķināt domatās veelas kritiskos datus, un otradi.

a un b var atrast ari eksperimentalā ceļā, novērojot ņemtās gazes atkāpšanos no Boyle-Mariotte'a likuma. Tā, peem., ogles dioksidam (sk. tab. § 98) izrādas $a=0{,}00874$, $b=0{,}0023$ un $R=\frac{1{,}00646}{273}$. Ar šeem skaitļeem aprēķinati, CO_2 kritiskee dati ir:

$$p_k=61\ atm;\ T_k=32{,}5^0 C;\ v_k=3{,}3 \text{ kub. } cm.$$

Kā redzam skatotees § 146. tabelē, viņi ļoti tuvi eksperimentalā ceļā dabūteem. — Tā Van der Waals'a formula dod kā gazejadā, tā ari šķidrā veelas stāvokļa teicamu aprakstu.

Ja zinami a un v, var aprēķināt ari p_0 — molekularo (Laplace'a, resp. virsmas) speedeenu. Gazēs viņš ir mazs, jo te b, salīdzinot ar v, ir neecigs, kapēc $p_0 = \frac{a}{v_2}$ ir ari mazs. Aiz ša eemesla gazes ir visai saspeežamas. Šķidrumos, turpreti, b maz ko atšķiras no v, t. i. $v-b$ no 0, kapēc p_0, lai veenadibas kreisā puse paliktu agrakā, jabūt leelam. V. d. Waals's aprēķina viņu

Eterim	1430 *atm*
Alkoholam . . .	2400 „
Ūdenim	10700 „

Kā redzam, p_0 ir visai leels. Ar to izskaidrojama šķidrumu neecigā saspeežamiba: šķidrums no savas virsmas jau tā saspeests, ka daži no āreenes viņam peelikti atmosferu simti nekādu leelu lomu vairs nespēlē.

Dažadu veelu īpašibas salīdzinot, mēs tās parasti ņemam pee veenadām temperaturam un speedeeneem, peem., 0° C un 760 *mm*. Bet kā līdz šim sacitais rāda, veelas būtiba sevišķi spilgti parādas viņas kritiskā stāvoklī. Tapēc domajams, ka tad ari viņu salīdzinajums būs dziļaks, dabūtee slēdzeeni plašaki. Ari ši ideja peeder Van der Waals'am.

Liksim augšejās p_k, T_k, v_k izteiksmes V. d. Waals'a formulā; tad dabujam

$$p_k v_k = \frac{3}{8} R T_k .$$

Kombinejot šo veenadibu ar parasteem apstākļeem p, T, v uzrakstito, un konstantes a un b izslēdzot, eegūstam izteiksmi

$$\left(\frac{p}{p_k} + 3\frac{v_k^2}{v^2}\right)\left(\frac{v}{v_k} - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3}\frac{T}{T_k} .$$

Viņā absoluto speedeena, temperaturas un tilpuma vērtibu vairs nav, bet to veetā stāv atteecibas pret atteecigeem kritiskeem leelumeem, tā saucamee reducetee leelumi. Apzīmesim viņus

$$\frac{p}{p_k} = \pi ; \frac{T}{T_k} = \vartheta \text{ un } \frac{v}{v_k} = \omega ;$$

tad dabujam veenadojumu

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2}\right)(3\omega - 1) = 8\vartheta ,$$

kuŗu sauc reduceto stāvokļa veenadojumu. Viņā jau vairs nav neka tāda, kas teeši ņemtai veelai būtu raksturigs, tapēc tas derigs visām veelam; viņam ir universals raksturs. No viņa redzams, ja divām veelam divi no leelumeem π, ϑ, ω ir veenadi, tad veenadi ir ari trešee. Tā, peem., visām veelam pee veenadas reducetās temperaturas ϑ un speedeena π ir veenads tilpums: veelas masai te nekādas lomas nav. Veelu stāvokļus, kas noteikti ar π, ϑ, ω, sauc par atteecigeem jeb korespondejošeem stāvokļeem. No ta redzams, ka kritiskee stāvokļi, kad $\pi=1$, $\vartheta=1$, $\omega=1$, tanī pašā laikā ir ari korespondejošee stāvokļi.

No sacitā taisamo slēdzeenu sīkaka analize novestu mūs par tāļu. Vēl tikai atzīmesim, ka kaut gan viņi ne veenmēr saskan ar novērojumeem, kas izskaidrojams ar to, ka ari V. d. Waals'a formula īstenibu attēlo ne visā pilnibā, tomēr daudzās veetās, seviški fizikalā ķimijā, viņi ir teicams ceļa vadonis.

Siltuma izplatīšanās.

§ 150. Siltuma vadīšana. Eekšejā un ārejā vadīšana. Ikdeenas novērojumi māca, ka dažadi tempereteem ķermeņeem sakarā nākot, viņu temperaturas izlīdzinas: vairak sasildito ķermeņu temperatura krītas, mazak sasilušo — paceļas. Tāpat ja kāda ķermeņa kādā punktā temperatura ir augstaka nekā pārejos punktos: ar laiku viņa izlīdzinas pa visu ķermeņa tilpumu veenmērigi, un tas noteek kā ceetos, tā šķidros, tā ari gazejados ķermeņos. Bet nu homogenā veelā katra viņas grama, resp. cm^3 temperatura ir proporcionala šinī cm^3 esošā siltuma daudzumam. Tas rāda, ka temperaturas plūsmai ķermenī veenmēr eet līdz zinama siltuma plūsma: siltums plūst no augstakās temperaturas veetam uz tām, kur viņa zemaka; ķermenis ir kā vads, pa kuŗu siltums dodas uz preekšu. Tapēc mēs runajam par siltuma vadišanas parādibu, par ķermeņa siltuma vaditspēju.

No molekularkinetiskā veedokļa raugotees, šāda siltuma izplatišanās ir sagaidama. Veelas „siltums" nav nekas cits, kā viņas molekulu kinetiskā enerģija. Ja kādā viņas veetā temperatura ir augstaka, tad tur šī enerģija ir leelaka, t. i. molekulu kustiba intensivaka — tur vairak ir siltuma. Bet nu molekulas ir savā starpā saistitas, — vaj nu teeši ar molekulareem spēkeem, kā ceetā veelas agregatstāvoklī, vaj sadursmes brīdī sakarā nākot, kā šķidrumos un gazēs, — tapēc viņu kinetiskām enerģijam pēc Maxwell'a reparticijas likuma (§ 108) drīzi veen jaizlīdzinas pa visu tilpumu. Tā siltuma vadišanas parādiba ir veelas molekulari-kinetiskās dabas teešas un neizbēgamas sekas. Kā redzam, runajot par siltuma plūsmu kādā ķermenī, mums ar to veenmēr jasaprot viņa molekulu kinetiskās enerģijas plūsma, resp. tās izlīdzinašanās.

Bet nu dažadās veelās molekulas ir dažadi saistitas. Veenās tās veeglaki, citās grūtaki eekustinamas. Tapēc dažadas sagaidamas viņu vaditspējas. To māca ari novērojumi. Turot metala naglas veenu galu rokā, otru karsejot leesmā, mēs drīzi veen rokā sajūtam karstumu. Degošu sērkociņu, turpreti, pat visai īsu, varam turet, karstumu nemanot. Tā tad metals vada siltumu labaki un vairak, koks sliktaki un mazak. Pirmais ir labs, otrais slikts siltuma vaditajs (izolators). Kā redzesim vēlak, ari dažadi metali siltumu vada dažadi.

Jaizšķir divi siltuma vadišanas veidi: veens, kad siltums izplatas paša ķermeņa masā, tā ka viņa virsmai un apkārtnei nekādas lomas nav, un otrs — kad siltums no viņa pāreet uz citeem ķermeņeem, resp. apkārtni. Pirmo sauc eekšejo, otro — ārejo siltumvadišanu. Pee otrā, starp citu, peeder brīvē atstāta ķermeņa atdzišana.

Siltuma plūsma no veena ķermeņa, resp. punkta uz otru var būt nenoteikta, pastāvigi savu raksturu mainoša, vaj ari noteikta, tā ka viņas ceļa šķērsgreezumam veenā laika veenibā eet cauri veens un tas pats siltuma daudzums. Šādu plūsmu tad sauc stacionaru. Uz preekšu runasim tikai par viņu. Lai viņa tāda būtu, jagādā, lai temperaturas tās galos pa visu novērošanas laiku būtu veenas un tās pašas.

Eedomasimees kādu homogenu veelu visai plašos apmēros, teoretiski runajot ar bezgaligām dimensijam, un viņā divas paralelas plāksmas atstatumā d veenu no otras. Ja pirmās temperatura ir T_1, otrās $T_2 < T_1$, tad siltums plūdīs no pirmās uz otro. Kādā laika sprīdī τ tā pārgājušais siltuma daudzums būs jo leelaks, jo leelaks pats τ, jo plataks būs plūsmas ceļš S un leelaks būs temperaturas kritums $\frac{T_1 - T_2}{d}$. Apzīmejot viņu ar Q, varam rakstit

$$Q = kS\frac{T_1 - T_2}{d}\tau.$$

Te k ir proporcionalitates faktors, saukts eekšejās siltumvadišanas koeficients. Viņš domatai veelai ir raksturigs leelums, atkarigs no viņas molekulu saistibas un citām īpašibam. Leekot $\tau = 1$, $\frac{T_1 - T_2}{d} = 1$ un $S = 1$, dabujam $k = Q$, t. i. kalorijās izteiktu. Viņa dimensija ir:

$$[k] = \frac{[Q].cm}{[T_1 - T_2].cm^2.sec} = gr.cm^{-1}.sec^{-1},$$

jo $[Q]=[cal]=gr.\,grad$ un $[T]=grad$. Kā redzam, k dimensija ir veenada ar gazes eekšejās berzes koeficienta γ dimensiju (§ 120). Tas rāda, ka viņi veens ar otru ir ceeši saistiti (sk. § 153).

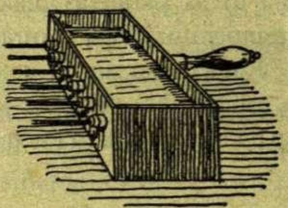
Ārejās siltumvadišanas apraksta izteiksme ir nupat dabūtai līdziga. Kā jau minets, ar viņu, starp citu, mēs sastopamees pee ķermeņu atdzišanas, teem savā starpā sakarā nākot, resp. siltumu izstarojot. Te siltuma plūsmu mēro ar to kaloriju skaitu, kas veenā laika veenibā eet cauri ķermeņa virsmas veenai laukuma veenibai, ja temperaturas starpiba abās virsmas pusēs ir 1^0. Ņemsim, peem., ceetu ķermeni ar virsmas laukumu S, kas noveetots gaisā. Ja viņa temperatura ir T, apkārtnes (gaisa) temperatura $\theta<T$, tad kādā laikā τ ķermeņa zaudetais siltums Q ir

$$Q=hS(T-\theta)\tau.$$

Ja $\theta>T$, tādu siltuma daudzumu ķermenis no savās apkārtnes uzņem. Te h ir ņemtam pārim: ceetais ķermenis — gaiss, raksturigs proporcionalitates faktors. Viņu sauc ārejās siltumvadišanas koeficientu.

Šī formula ir Ņutona dota, kapēc pazīstama viņa vārdā. Salīdzinata ar eksperimentu, viņa deriga tikai šaurās temperaturas robežās (līdz $T-\theta=5^0$). Ta cēlonis ir h atkariba no temperaturas. Plašaki par viņu runasim sakarā ar radiacijas siltumu otrā sējumā.

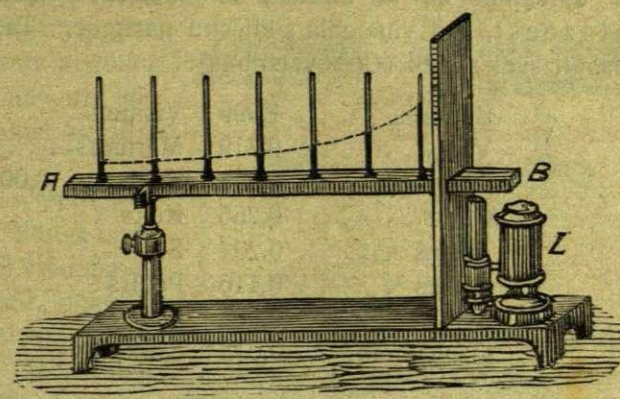
§ 151. Siltuma vadišana ceetos ķermeņos. Ceetu ķermeņu dažadās vaditspējas redzamas no šāda jau sen pazīstama Ingenhouss'a eksperimenta. Skārda kastes seenā (zīm. 209) ar korķeem eestiprinati veenada gaŗuma un resnuma dažadu materialu, ar plānu vaska kārtu pārklāti steeniši. Eelejot kastē karstu ūdeni, pēc vaska kušanas ātruma var spreest par katra steeniša vaditspēju. Tā redzam, ka vislabakee siltuma vaditaji ir metali un no viņeem sudrabs un vaŗš.



Zīm. 209.
Ingenhouss'a eksperiments.

Kā citās līdzigās metodēs, eekšejo vaditspēju tīrā veidā mēs te nenovērojam, jo daļa no steenišu uzņemtā siltuma pāreet uz apkārtejo gaisu — steenitis atdzeest. Tā vaska kušanas ātruma noteikšanā te dalibu ņem ari ārejā vadišana. Tās eespaids redzams no šādā peemēra. Metala steenī AB veenados atstātumos veens no otra eeurbti nedziļi eedobumi, kuŗos eeleets dzīvsudrabs (zīm. 210). Eedobumos veenadus termometrus noveetojot un steeņa veenu galu B karsejot, otru turot pee zemakas temperaturas, var sekot siltuma plūsmai pa viņu. Pēc kāda laika plūsma paliks stacionara. Ja viņas cēlonis būtu tikai eekšejā vadišana, termometru temperaturam vajadzetu kristees aritmetiskā progresijā. Eksperiments turpreti rāda, ka viņas dod ģeometrisku progresiju, kuŗas attēlojumu dabū, saveenojot termometru dzīvsudraba stabiņu galus ar kopeju liniju.

Šis peemērs rāda, ka siltumvadišanas teorija ir visai kompliceta. Tapēc, neraugotees uz to, ka pee viņas vairakkārtigi ķērušees daudzi labakee matematiķi, galigā veidā viņa vēl līdz šim nav dota. Ševiški nopelni te ir francuzim Fourier. Izeedams no pag. § uzrakstitām veenadibam, viņš aprēķina, ka kāda steeņa veetā, atstātumā x no sakarsetā gala, stacionarā gadijumā temperaturai T ir jabūt



Zīm. 210.
Ārejās vadišanas eespaids.

$$T=T_0 e^{-ax}.$$

Te T_0 ir sakarsetā gala temperaturas pārakums par apkārtni. a ir steenim un viņa acumirkligajam stāvoklim raksturiga konstante ar izteiksmi

$$a=\sqrt{\frac{p}{s}\cdot\frac{h}{k}},$$

kur p un s ir steeņa perimetrs un šķērsgreezums, h un k viņa ārejās un eekšejās vadišanas koeficienti

Šo veenadibu var ņemt palīgā dažadu veelu vaditspēju atteecibas meklejot. Ja abi steeņi ir veenadām dimensijam (p un s) un veenadām virsmam, ţā tad veenadeem h, (kas panākams viņus apsudrabojot), tad pee veenas un tās pašas gala temperaturas T_0, izmērojot tos atstātumus x_1 un x_2, kuŗos viņu temperaturas T ir veenadas, dabū

$$T=T_0 e^{-a_1 x_1} \text{ un } T=T_0 e^{-a_2 x_2},$$

no kureenes

$$\frac{a_1}{a_2}=\frac{x_2}{x_1}.$$

Tas dod:

$$\frac{k_1}{k_2}=\frac{x_1^2}{x_2^2}.$$

Ja kādai veelai $\frac{h}{k}$ ir zinams, var dabūt ari k absoluto vērtibu, h aprēķinot no ta ātruma, ar kādu no viņas izgatavots steenis atdzeest, kad viņa gala sildišanu pārtrauc. Tādā, starp citeem, ceļā dabūti šādi skaitļi (CGS-veenibās):

Sudrabs	1,096	Vismuts	0,017
Varš	0,719	Marmors	0,008
Aluminijs	0,343	Stikls. . .	0,0011—0,002
Cinks	0,265	Koks	0,0015
Misiņš	0,204	Sērs	0,00045
Dzelzs	0,116	Papirs	0,00035
Svins	0,083	Vilna	0,00028
Dzīvsudrabs . .	0,018	Korka	0,00013

Kā redzam, metali ir vislabakee siltuma vaditaji, bet ari viņi veens no otra atšķiras. Tā vismutam vaditspēja ir 6 reizes mazaka kā sudrabam. Ļoti maza ir tabeles beigās mineto materialu vaditspējas: salīdzinot ar metaleem, viņi ir labi siltuma izolatori. Kā redzesim šīs grāmatas otrā sējumā, kādas veelas siltuma vaditspējai ceeši eet blakus viņas elektribas vaditspēja. Ari atteecibā uz elektribu sērs, koks, korka ir labi izolatori.

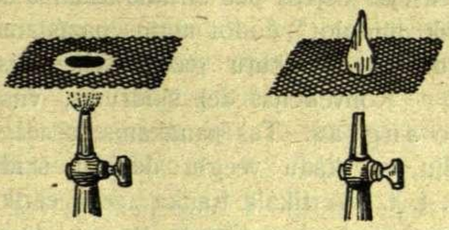
k mainas ar temperaturu un parasti krīt līdz ar viņu. Tomēr ir veelas, peem., porcelans, stikls, kuras pee augstām temperaturam siltumu, resp. elektribu vada labaki.

Ar ceetu ķermeņu vaditspēju dažadibu izskaidrojami daudzi ikdeenas novērojumi. Peeskarotees ar siltu roku istabā, vispāri pee veenas temperaturas, esošeem preekšmeteem, mēs metala preekšmetus sajūtam aukstakus nekā koka, vilnas, papira etc. preekšmetus. Pirmee kā labi siltuma vaditaji ātri paņem mūsu rokas siltumu, kapēc izleekas mums auksti; otree, turpreti, izolatori būdami, roku no siltuma aizplūšanas pasargā. Tāpat otradi — viņus ar aukstu roku aiztikdami, mēs metalus jūtam siltakus: no viņeem siltums uz mūsu roku pāreet ātrak un vairak nekā no siltuma nevaditajeem.

Papira silitē eeleetu dzīvsudrabu var karset leesmā, līdz viņš sāk vāritees. Te dzīvsudrabs, ceeši papiram peekļaudamees un labs vaditajs būdams, visu siltumu no viņa tūliņ aizvāc, kapēc tas nedeg.

Ja virs deggazes leesmas tur beežu drāts seetu, kā rādits zīm. 211, leesma viņam cauri neeet. Gaze, nākot ar metala drātim sakarā, pateicotees šo pēdejo leelai siltuma vaditspējai, tiktāl atdzeest, ka virs seeta ar skābekli vairs nesaveenojas, t. i. nedeg. To pašu novērojam, viņu virs seeta aizdedzinadami: zem seeta nekādas degšanas nāv.

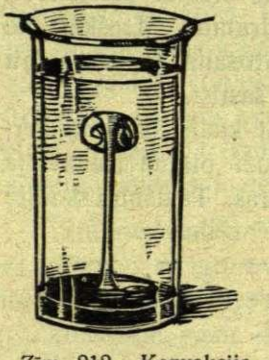
Šī parādiba likta Davy kalnraču lampas konstrukcijas pamatā. Šachtās beeži veen uzkrājas gazes (metans, ogļu putekļi), kuŗas aizdegotees eksplodē. Tapēc šachtu lampas leesmu no visām pusem apņem ar smalku drāts audumu; ja ari leesmas tuvumā gaze aizdegtos, cauri audumam degšana izeet tomēr nevar.



Zīm. 211.
Drāts seets kā labs vaditajs.

Anizotropās, resp. kristaliskās veelās siltuma izplatišanās, tāpat kā citas viņu fizikalās īpašibas, nav visos virzeenos veenmēriga; te daži no teem spilgti atšķiŗas no pārejeem. Tas labi novērojams, ja no šāda materiala izgatavotu plati, peem., paraleli optiskai asij izgreeztu kvarca plati, pārklāj ar plānu vaska kārtu un tad ar sakarsetu drāti kādā punktā silda: vasks ap sildito veetu kūst ne riņķveidigi, bet gan ellipsveidigi. Kvarcam ellipses asu samērs ir 1:1,31, pee kam gaŗakā eet optiskai asij paraleli; tā tad tādā pat atteecibā stāv šos virzeenos vērstee siltuma izplatišanās ātrumi: optiskās ass virzeenā viņš izplatas ātraki. Ģipsam ellipses asis stāv veena pret otru kā 1:1,23.

§ 152. Siltuma vadišana šķidrumos. Konvekcija. Šķidrumos molekulas ir mazak saistitas un brīvakas kā ceetos ķermeņos, kapēc sagaidams, ka viņos siltuma vaditspējas būs mazakas. To rāda ari novērojumi. Bet eksperimentet ar viņeem ir grūtaki, jo tīrai siltumvadišanai te parasti nāk klāt siltuma pārnešana, sasilušām masam mechaniski pārveetojotees. Ja šķidrumu silda no apakšas, šīs masas kā mazak blīvas ceļas augšup, radot strāvas, kam eet līdz siltums. Tas pats noteek, šķidrumu no sāna sildot. Šo paradibu sauc konvekciju, tā radušās strāvas konvekcijas strāvas. Viņas labi novērojamas, ja stikla traukā no apakšas silditam ūdenim peebeŗ zāģa skaidas, vaj taml.: eekļūdamas strāvā, viņas redzami apzīmē tās ceļu.



Zīm. 212. Konvekcija.

Sevišķi skaisti konvekcijas strāvas novērojamas šādā eksperimentā. Stikla trauka dibenā (zīm. 212) noveetota plakana platina drāts spirale ap 6—8 *mm* caurmērā, kuŗas gali beidzas āŗpus trauka. Traukā eelej tīru, no gaisa atbrīvotu ūdeni un zem ta ap 1 *cm* beezu, ar melnu tinti krāsotu slāni tā, ka viņš spirali pilnigi pārklāj. Saveenojot spirales drāts galus ar voltas elementu, vaj akumulatoru, spirali elektriski sakarsē. Tad ap viņu sasilušais krāsainais šķidrums teevas strūklas veidā ceļas augšup. Kad eekšejās berzes pēc strūkla zinamā augstumā zaudē savu ātrumu, viņa sāk „mutuļot", dodot mums pazīstamos virpuļus. Mutuļošana pilnigi līdzinas tai, kuŗu gazem schematiski attēlo zīm. 161.

Konvekcijas dēļ šķidrums, viņa tīro vaditspēju meklejot, jasilda no augšas. Tas panākams dažadi, starp citu uzlejot viņam sakarsetu eļļu, vaj kādu veeglu degošu šķidrumu, peem., alkoholu, benzinu u. t. t. Vertikalā trauka seenā eerīkotee termometri tad ļauj spreest par siltuma izplatišanās ātrumu lejup. Precizakus rezultatus dabū, ja pētamo šķidrumu noveeto starp divām tuvām paralelām un horicontalām metala platem, starp kuŗām viņš turas ar saveem kapilareem spēkeem. Turot apakšejo plati pee sasmalcinata ledus temperaturas, mēro augsejās atdzišanas ātrumu un tā aprēķina šķidruma vaditspēju. Kā redzams, te konvekcija ir pilnigi izslēgta, jo aukstakee šķidruma slāņi ir veenmēr viņa dibenā. Tādā ceļā dabūti šādi skaitļi:

Šķidrums.	*k (CGS)*
Ūdens pee 4,1° C. .	0,00124
Ūdens pee 40° C. .	0,00155
Alkohols	0,00042
Benzols	0,00033
Oliveļļa	0,00033

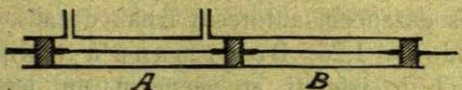
§ 153. Siltuma vadišana gazēs. Gazu siltuma vadišanas novērošanai ir vēl leelakas grūtibas ceļā, kā ceetos un šķidros ķermeņos. Vispirms jau pati viņa ir ļoti maza. Otrkārt, pateicotees gazu ārkārtigam molekulu kustigumam, resp. neecigai formas maiņas pretestibai, konvekcijas strāvas te rodas vēl veeglaki kā šķidrumos. Treškārt te krīt svarā ari trešais siltuma pārejas veids — izstarošana, jo caur viņu rīks, ar kuŗu temperaturas izlīdzināšanos novēro, sasilst.

Eekšejo vadišanu parasti dabū, novērojot kāda sasildita ķermeņa, peem., termometra atdzišanu ar pētamo gazi pildītā traukā, ja trauka seenas visu laiku ir pee konstantas temperaturas. Tā dabūti skaitļi:

Gaze	*k (CGS)*
Ūdeņradis	0,0003829
Gaiss pee 10° C.	0,0000558
Gaiss pee 0° C .	0,0000484
Slāpeklis	0,0000524
CO_2	0,0000322

Salīdzinot ar ceeteem un šķidreem ķermeņeem, gazu vaditspēja ir ļoti maza, ap 20000 reizes mazaka kā sudrabam; tapēc viņas, galvenā kārtā gaisu, leeto kā labus siltuma izolatorus, peem., zeemu dubultlogos. Dzīvojamo ēku seenas taisa ne masivas, bet ar tukšumeem, kuŗos palikušais gaiss aizsargā dzīvokļus no ātras temperaturas apmaiņas ar āreeni. Ari mūsu drēbju valkašana dibinas uz gaisa slikto siltuma vaditspēju: viņās aizķērušais gaiss kā izolejošs slānis apņem mūsu meesu, pasargadams to no atdzišanas.

Peevestā tabelē uz sevi greež vēribu ūdeņradis ar savu relativi eevērojamo vaditspēju. Šī viņa īpašiba labi novērojama šādā eksperimentā. Resna stikla, korķeem galos aiztaisita caurule (zīm. 213) ar trešo korķi sadalita divās veenadās daļās. Cauri korķeem pa viņas asi eesteepta teeva platina, vaj dzelzs drāts. Drāts galus ar kādu elektrisku bateriju, peem., akumulatoru, saveenojot, var viņu nokarset kvēlojošu. Ja abās caurules nodaļās ir gaiss, drāts kvēlo viscaur veenadi. Bet ja nu elektrisko strāvu drātī pārtrauc, tad veenu no nodaļam pa peemetinateem atzarojumeem peepilda ar ūdeņradi un tad strāvu noslēdz no jauna, drāts kvēlo tikai ar gaisu pilditā galā. Otrā caurules galā, kur ūdeņraža atmosfera, drāts paleek auksta. Te ūdeņradis, labaks par gaisu siltuma vaditajs būdams, drātī attīstito siltumu ātri aizvada uz caurules seenām.



Zīm. 213.
Ūdeņraža un gaisa vaditspējas.

Konvekcija gazēs labi novērojama, ja gaisa plūsmu, kuŗa paceļas no kāda sakarseta preekšmeta, aplūko pret intensivi apgaismotu baltu seenu (ekranu); gaiss uz viņu met ēnu, kas labi redzama. Ari zīm. 212. attēlotā traukā konvekcijas strāva labi redzama, ja ta dibenā virs spirales eelaiž beezu tabakas dūmu kārtu; spiralei sakarstot, dūmi ceļas augšup. Grandiozos apmēros gaisa konvekcija noteek dabā. No saules stareem sasilditā zemes virsus gaiss milzigu stabu veidā ceļas augšup, tā radidams zemu barometrisku speedeenu. Ar to saistitas daudzas meteoroloģiskas parādibas.

Siltuma vadišanas koeficienta k dimensija, kā redzejām § 150., ir veenada ar gazu eekšejās berzes koeficienta η dimensiju. Tas norāda uz ceešu sakaru starp abeem šeem leelumeem. Viņu paredz ari kinetiskā gazu teorija. Berzes cēlonis ir molekulu pāreja no veena gazes slāņa otrā, pee kam tās nes sev līdz zinamu momentu (kustibas daudzumu). Tāpat molekulas pārveetojas siltuma vadišanas procesā, nesot sev līdz zinamu kinetisku enerģiju. Tā tad abos gadijumos molekulu kustibas ir veenadas, kapēc sagaidams, ka abos viņos loma ir veeneem un teem pašeem leelumeem (faktoreem). Kā redzejam § 120., berzes koeficients

$$\gamma = \frac{1}{3} nm \Omega \lambda,$$

kur n ir molekulu koncentracija gazē (molekulu skaits veenā cm^3), m — molekulas masa, Ω videjais kustibas ātrums un λ — videjais brīvais ceļš. Tās pašas kinetiskās teorijas statistiskās metodes siltuma vadišanas koeficientam k dod:

$$k = \varepsilon nm \Omega \lambda c_v,$$

kur c_v ir gazes specifiskais siltums pee $v = const.$ ε ir skaitlisks koeficients, kas dažadeem autoreem iznāk dažads. Tā Clausius'a teorija viņam dod $\varepsilon = 1{,}25$, Boltzmann'a teorija $\varepsilon = 2{,}5$. Kā redzam, kā γ, tā k ir izteikti ar veeneem un teem pašeem molekularleelumeem n, m, Ω un λ.

Tanī pašā § mēs eepazinamees ar ļoti savadu gazu īpašibu: viņu eekšejā berze ir no blīvuma, resp. ārejā speedeena neatkariga (Maxwell'a likums). Tas izskaidrojams ar to, ka videjais brīvais ceļš λ ir blīvumam, resp. speedeenam preteji proporcionals. Ja blīvums un līdz ar viņu molekulu skaits gazē pamazinas x reizes, tad λ top x reizes garaks; tapēc molekulas, eedamas no veena gazes slāņa otrā, x reizes dziļak tur eespeežas. Tā veenā laika veenibā viss uz tureeni pārnestais moments ir agrakais.

Spreežot pēc k un γ izteiksmju analoģijas, sagaidams, ka tas būs tā ari ar siltuma vadišanu — ari viņai jabūt no gazes blīvuma (retinajuma) neatkarigai. Novērojumi to ari pilnā mērā apstiprina: gazu vaditspēja nemazinas, speedeenam pat līdz 1 mm krītotees.

Saprotams, pee vēl leelakeem retinajumeem vaditspējai jatop mazakai, jo tad siltuma neseju — molekulu skaits paleek ļoti mazs. Pee visleelakeem retinajumeem (vakuumā) to jau ir tik maz, ka nekādas siltuma pārnešanas vairs nav (λ augšana aprobežota ar trauka dimensijam), kapēc vakuums ir vislabakais siltuma izolators. Kā tādu viņu leeto Dewar'a traukos (zīm. 207), lai aizkavetu siltuma peevadišanu viņos turamām šķidrām gazem.

No sacitā redzam, ka k no novērojumeem aprēķinot, var dabūt videjā brīvā ceļa garumu λ. Tā ari te mēs kinetiskai teorijai rodam atbalstu.

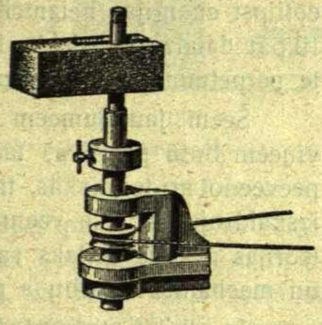
Līdz šim, runajot par siltuma izplatišanos, mēs peegreezām vēribu galvenā kārtā siltuma vadišanai, konvekcijas parādibas tikai īsumā aizņemot. Trešo, ne mazak svarigo un teoretiskā ziņā daudz interesantako izplatišanās veidu — siltuma radiaciju, mēs tuvaki aprakstisim otrā sējumā, kad būs runa par gaismas enerģijas izplatišanos.

Termodinamikas pamatjēdzeeni.

§ 154. Siltums un darbs. Līdz šim par siltuma būtibu sacitais rāda, ka nevar būt šaubu par viņa enerģetisko dabu. Ne substance, kā to domaja flogistoneeši, ir siltums, bet enerģijas forma, kuŗa kā molekulu kinetisko enerģiju zumai proporcionala, tuvu stāv mechaniskai enerģijai. Aiz ša eemesla, kā jau minets § 123, viņš būtu teeši ergos mērojams. Bet nu atsevišķo molekulu kustibas mums nav zinamas. No otras puses, ķermeņa siltuma stāvokli nosaka ne tikai šo kustibu absolutās vērtibas, bet ari tas, kā molekulas savā starpā ir saistitas, tā tad te loma ir ari ķermeņa veelas siltuma kapacitatei. Tapēc parasti viņu mēro ne absolutās, bet patvaļigi peeņemtās veenibās — kalorijās.

Bet ja siltums ir enerģijas forma, tad viņš var pāreet citās formās un citas viņā. Tas sagaidams, domajot, peem., šādu gadijumu. Ja kāds ārejs mechanisks eespaids, peem., treeceens kāda ķermeņa molekulas nepārtraukti eerosinās arveen straujakā kustibā, viņu enerģija pastāvigi peeaugs; līdzi tam augs ķermeņa siltuma daudzums, resp. siltuma enerģijas krājumi. Tā te ārejā mechaniskā enerģija teeši pārvērtisees siltumā.

Novērojumi, no kuŗeem daži jau uzskaititi § 111, šo slēdzeenu bagatigā mērā ari apstiprina. Te vēl peevedisim dažus citus, kuŗi leecina par teem ārkārtigeem siltuma daudzumeem, kas rodas atteecigai mechaniskai enerģijai pazūdot. Pirmā veetā te stāv dažadas berzes, kuŗu pārvarešanai vajadzigs darbs. Divus sausa koka gabalus veenu gar otru berzejot, var viņus aizdedzināt. Svārpsts, ilgu laiku koku urbdams, tiktāļ sasilst, ka viņa izgreeztās skaidas sāk gruzdet. Nesmēreta metala ass, aši savā gultnē greezdamās, var tā sakarst, ka izkūst, saķīpot ar gultni veenā gabalā. Tāpat daudz siltuma rodas pee leelu masu sadursmes. Tam leela loma pee jaunu zvaigžņu izcelšanās pasaules telpā: diveem atdzisušeem spīdekļeem nejauši saduŗotees, no viņu kinetiskām enerģijam var rastees tādi siltuma daudzumi, ka abi viņi pārvēršas gazejadā stāvoklī.



Zīm. 214. Darbs un siltums.

Mechaniskā darba teešu pāreju siltuma enerģijā labi var novērot šādā eksperimentā, kuru peevedam ta principielā rakstura dēļ. Uz centrifugalās mašinas vertikalās ass (zīm. 214) uzstiprinats teevas misiņa caurules gals, kas līdz pusei peeleets ar eteri un tad ar korķi aiztaisīts. Apņemot viņu ar koka spailem un tad mašinu greežot, varam radit leelu berzešanos starp koku un misiņu. Caurule no tam sakarst, eteris pārvēršas tvaikā, kuŗa speedeens beidzot top tik leels, ka korķis ar troksni izsprāgst. Te eteŗa iztvaikošanai un tvaika speedeena pacelšanai vajadzigais siltums rodas no ta darba, kas patērets mašinu greežot un berzi pārvarot.

Ari citas enerģijas formas pāreet siltumā un siltums viņās. Te pirmā veetā atzīmejami dažadi ķ i m i s k i procesi. Ar viņeem, peem., degšanu, mēs galvenā kārtā siltumu ari eegūstam. Viņos ķimiskā enerģija, brīva tapusi, teeši pāreet siltumā. Tāpat minami ari e l e k t r i s k e e procesi, peem., siltuma rašanas elektriskās strāvas vados.

Mūsu tagadejeem mērķeem jo svarigas ir m e c h a n i s k ā s enerģijas pārvēršanās siltumā un otradi, — parādibas, kuŗas dod saturu t e r m o d i n a m i k a i. Tapēc uz preekšu runasim galvenā kārtā par viņām.

§ 155. Mechaniskais siltuma ekvivalents. Mechaniskās enerģijas pārvērtibas pētidami, mēs atradam likumu (§ 28.), ka n o s l ē g t a s sistemas enerģijas krājumi (kinetiskā + potencielā) nemainas. Ja potencielā enerģija pāreet kinetiskā, peem., kā brīvā kriteenā, vaj otradi, tad veenmēr jaunā savā formā (kinetiskā) viņa rodas tikpat daudz, cik vecā (potencielā) pazūd. Šo likumu mēs nosaucām par enerģijas neiznīcibas likumu; viņa pateesiguma peerādijumu atteecibā uz mechaniskeem proceseem mēs atradam p e r p e t u u m m o b i l e, resp. ta konstrukcijas neeespējamibā.

Nu rodas jautajums: ja siltums ir enerģija un ja viņš var pārvērstees mechaniskā enerģijā un otradi, vaj tad ari šīs pārvērtibas eetilpst enerģijas neiznīcibas likumā? Vaj ari te siltuma rodas, resp. zūd tikpat daudz, cik leels bija padaritais, resp. eegūtais darbs? Vaj ari te perpetuum mobile ir neeespējams?

Šeem jautajumeem ir leela principiela nozīme. Ja atbilde uz viņeem būtu pozitiva, tad tas dotu eespēju mechaniskām parādibam peeveenot ari termiskās, tā leelo daudzumu noteekošā apveenojot veenā izskaidrojumā. Ne veenmēr viņi ir bijuši skaidri, jo pirms kinetiskās teorijas nekāds dziļaks sakars starp ķermenī esošā siltuma daudzumu un mechanisko darbu a priori nebija domajams.

Ja atbilde uz uzstāditeem jautajumeem ir apstiprinoša, tad sagaidams, ka starp patēreto darbu un eegūto siltumu būs noteikta e k v i v a l e n c e — ka veens un tas pats darba daudzums veenmēr radīs veenu un to pašu siltuma daudzumu. Citeem vārdeem: atteeciba starp padaritā darba un dabūtā siltuma veenibu skaitu visos apstākļos būs veena un ta pati, neatkariga no darba un siltuma daudzuma. Tā tad, ja W ir patēretais darbs, Q dabūtais siltums, tad sagaidams, ka skaitlis

$$J=\frac{W}{Q},$$

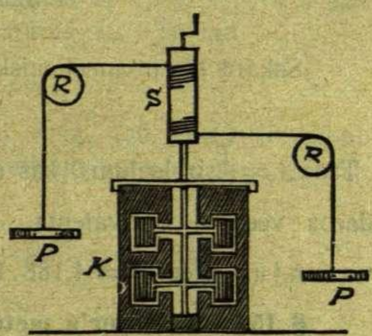
t. i. proporcionalitates faktors J veenadibā

$$W=JQ$$

būs tikai no mēru veenibam atkarigs. Viņš būs tas, kas rādīs, cik mechaniskās darba veenibas ir ekvivalentas veenai siltuma veenibai, un visos apstākļos būs veens un tas pats; tas būs **mechaniskais siltuma ekvivalents.** Kā redzam, izšķirošais vārds te peeder eksperimentam.

Pirmo eksperimentalās mechaniskā siltuma ekvivalenta noteikšanas mēģinajumu izdarija Rumford's 1798. gadā. Viņš aprēķinaja to siltuma daudzumu, kuru zinams zirgu spēks radija pee kāda leelgabala stobra urbšanas. Siltums tika mērots ar to ūdens daudzumu, kuru sakarsetais stobrs vareja uzvārit. Saprotams, šāds eksperiments precizus rezultatus dot nevareja, bet viņš interesants tanī ziņā, ka jau tanī laikā bija noteikta doma, siltuma un mechaniskās parādibas saistit kvantitativi.

Daudz noteiktakus rezultatus dabuja anglis J. P. Joule's (1840—1850), leetojot precizaku metodi. Viņa schematiski attēlota zīm. 215. Kalorimetrā K eeleets nosvērts daudzums ūdeņa pee noteiktas temperaturas. Viņā eelaista metala vertikala ass ar spārneem, un seenas eetaisitas tā, lai spārni, ap asi greezdamees, cik spējams vairak kultu ūdeni, tā radot jo leelaku berzešanos. Ass augžejais gals beidzas cilindrā s, ap kuru aptīta šņore; pāri riteņeem pārmestos viņas galos eekārti svari P, P, kureem nolaižotees, cilindrs un ass, resp. spārni kalorimetrā greežas.



Zīm. 215.
Mechaniskais siltuma ekvivalents.

Ja svari pa eksperimenta laiku nolaidušees par h, tad viņi berzes pārvarešanai kalorimetrā atdevuši $2ph$ darba veenibu. Izmērojot, pa cik pacēlusees kalorimetra ūdens temperatura, un zinot kalorimetra un citu ar ūdeni sakarā esošo preekšmetu masas un specifiskos siltumus, var aprēķināt no berzes cēlušos siltuma daudzumu Q. Tad

$$2Ph=JQ$$

un

$$J=\frac{2Ph}{Q}.$$

Lai dabūtu kaut cik eevērojamu temperaturas pacelšanos (6^0), Joule's lika svareem krist 20 reizes. Ar to viņš tad aprēķinaja

$$J = 424{,}9\ kg.\ m,$$

ja Q mērots leelās kalorijās (*kg-cal*) un W — kilogrammetros. Ari ar citeem šķidrumeem (Hg) kalorimetrā Joule's atkārtoja savus eksperimentus. Tāpat pēc viņa no daudzeem citeem J tādā ceļā tika meklets. Visi dabūtee rezultati leecina, ka teešam J — mechaniskais siltuma ekvivalents, visos apstākļos un gadijumos eksperimenta kļūdu (precizitates) robežās ir veens un tas pats, pēc jaunakeem pētijumeem

$$J = 427{,}1\ kg.\ m.$$

Tas leecina, ka teešam siltums ir enerģija, kuŗa pārvēršas mechaniskā enerģijā tā, kā to prasa enerģijas neiznīcibas likums: visos apstākļos veenas *kg-cal* radišanai vajadzigs veens un tas pats darba leelums: 427,1 *kg. m.*

Tā aprēķinatais J izteikts techniskās veenibās. Tas ne katrreiz parocigi, jo *kg*-svara vērtiba atkaras no g, resp. veetas platuma grada. Tā kā $1\ kg.\ m = 9{,}81 . 10^7\ erg = 9{,}81\ Joule$, tad CGS-veenibās

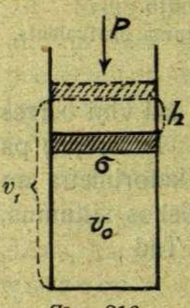
$$J = 4{,}188 . 10^7 \frac{erg}{cal}.$$

Sakaru starp mechanisko un siltuma enerģiju var rakstit ari tā:

$$Q = AW.$$

Tad $A = \frac{1}{J}$ ir leelums, kas rāda, kādam siltuma daudzumam ir veena darba veeniba ekvivalenta. Viņu sauc termisko darba ekvivalentu. Pee $J = 4{,}188 . 10^7$, $A = 0{,}24 . 10^{-7} \frac{cal}{erg}$.

§ 156. J. Mayer'a metode. Pirmais termodinamikas postulats. Citadu ceļu mechanisko un siltuma enerģiju salīdzinot gāja J. R. Mayer's (1842). Eedomasimees vertikalu cilindru (zīm. 216), kuŗā augšup un lejup var staigat virzulis P ar šķērsgreezuma laukumu σ Pee noteikta speedeena $p \frac{dyne}{cm^2}$ un absolutās temperaturas T_0, eedomasimees viņā noslēgtu veenu ņemtās gazes grammolekulu M ar tilpumu v_0, un liksim viņai izdarit šādus procesus. Veenreiz sasildisim viņu līdz temperaturai T_1, turot viņas tilpumu $v_0 = const.$ Ja viņas specifiskais siltums ir c_v, tad uzņemtais siltuma daudzums ir



Zīm. 216.
J. Mayer'a metode.

$$Q_1 = Mc_v(T_1 - T_0).$$

Otrreiz gazi līdz T_1 sasildot, ļausim viņai brīvi izplestees. Tad tās paņemtais siltums būs

$$Q_2 = Mc_p(T_1 - T_0).$$

Pirmā gadijumā gaze, sasildama, nekādu āreju darbu nedara, kapēc viss uzņemtais siltums pāreet tās molekulu kustibas, resp. temperaturas pacelšanai. Otrā gadijumā, turpreti, gaze, sasildama, tanī pašā laikā ceļ virzuli pret speedeenu $P = p\sigma$ augšup un tā pastrādā mechanisku darbu. Ja enerģijas princips te ir veētā, spreež J. Mayer's, tad tam vajadzigā enerģija var nākt tikai no gazei peevestā siltuma. Tapēc Q_2 ir jabūt par Q_1 leelakam, resp. c_p leelakam par c_v, lai gazes temperaturu paceltu tikpat kā pirmā gadijumā, un

$$Q_2 - Q_1 = M(c_p - c_v)(T_1 - T_0)$$

jabūt darbā pārgājušam siltumam. Virzuli paceļot patērēto darbu ar W apzīmedami, rakstam

$$W = JM(c_p - c_v)(T_1 - T_0).$$

Arēķinasim nu W. Ja virzulis ir pacēlees par h cm, tad $W = p\sigma.h$. Bet σh ir gazes tilpuma peeaugums $v_1 - v_0$, ja v_0 ir viņas tilpums pee T_0 un v_1 tilpums pee temperaturas T_1. Tā tad

$$W = p\sigma h = pv_1 - pv_0.$$

Ja gaze ir ideala, vaj savās īpašibās viņai tuva, tad veetā ir Clapeyron'a formula. Atteecinot viņu uz abeem stāvokļeem v_0, p, T_0 un v_1, p, T_1, dabujam

$$pv_0 = RT_0 \text{ un } pv_1 = RT_1.$$

To augšejā veenadibā likdami, rakstam jaunu

$$R(T_1 - T_0) = JM(c_p - c_v)(T_1 - T_0),$$

no kureenes

$$R = JM(c_p - c_v).$$

Tā izteicas grammolekulai aprēķinata gazu konstante caur mechanisko siltuma ekvivalentu un gazes specifiskeem siltumeem. Ja R aprēķina veenam gazes gramam, tad $R = J(c_p - c_v)$ un

$$J = \frac{R}{c_p - c_v}.$$

Tā kā R, c_p un c_v ir zinami, var veegli aprēķināt J. Tādā ceļā Mayer's dabū

$$J = 425 \text{ } kg. \text{ } m.$$

Šis skaitlis ir īstenibā dabūtam 427,1 *kgm* ļoti tuvs; tuvums būtu vēl jo leelaks, ja Mayer'a rīcibā būtu bijuši precizaki skaitļi c_p un c_v.

Tā Mayer's ari teoretiski-spekulativā ceļā nāca pee slēdzeena, ka J ir konstants leelums, t. i. ka starp siltumu un mechanisku darbu veenmēr ir stingra ekvivalence: enerģijas neiznīcibas likums izplatas ari uz viseem termiski-mechaniskeem proceseem.

Šo filosofisko domu, kas izteic tā saucamo pirmo termodinamikas postulatu, var ari matematiski veegli formulet. Mēs zinam, ka ja kāda mechaniska sistema, kas padota ārejeem mechaniskeem spēkeem, pāreet no veena stāvokļa otrā, kuŗu enerģijas ir E_1 un E_2, tad $E_2 - E_1$ ir katrreiz veenada ar ārejo spēku padarito darbu W:

$$E_2 - E_1 = W.$$

Ja nu sistema tanī pašā laikā uzņem, vaj atdod ari zinamu siltuma daudzumu Q, tad ar E jasaprot visa viņas enerģija un ar $E_2 - E_1$ tās maiņa, sistemai no veena stāvokļa uz otru pārejot. Tad mechaniskam darbam W vēl peeveenojas siltumam Q ekvivalentais darbs JQ, un tapēc

$$E_2 - E_1 = W + JQ.$$

Ši ir termodinamikas pirmā postulata matematiskā izteiksme.

Ja sistema, izeedama no stāvokļa E_1, viņā atkal atgreežas, tā noslēgtu ciklu izdaridama, tad $E_1 = E_2$ un

$$W = -JQ.$$

Tas rāda, ka viņas pastrādatais darbs ir noticis uz uzņemtā siltuma rēķina. Ja siltums viņai nepeeplūst, sistema darbu strādat nevar. Ja ta būs kāda mašina, viņa dos darbu tikai tad, kad viņas rīcibā būs vajadzigais siltuma avots. Kad viņš izsīks, mašina apstāsees. No ta redzams, ka ari termisks perpetuum mobile ir neeespējams. Un teešam: visi līdz šim izdaritee mēģinajumi tādu radit ir palikuši bez sekmem. Tā ari te enerģijas neiznīcibas likums ir visa noteekošā noteicejs.

Runajot par gazes konstanti R, mēs § 128. eepazinamees ar dažām viņas skaitliskām vērtibam. Ar mechaniskā siltuma ekvivalenta palīdzibu viņai var dot vēl veenu ļoti interesantu veidu. Kā nupat redzejām,

$$JM(c_p - c_v) = R.$$

Te $M(c_p - c_v)$ ir tas siltuma pārakums (daudzums), kuŗu kādas gazes grammolekula uzņem, kad viņa speesta izplèstees pee pastāviga speedeena. Tā redzam, ka R ir darba veenibās izteikts. Dalot viņu ar J, resp. reizinot ar A, dabujam viņu siltuma veenibās izteiktu. Apzīmejot viņu šinī gadijumā ar H, rakstam

$$H = \frac{R}{J} = M(c_p - c_v);$$

leekot $R = 8{,}3 \,.\, 10^7$ un $J = 4{,}19 \,.\, 10^7$, dabujam

$$H = 1{,}98 \; cal.$$

§ 157. Gazes enerģija. Gazes katrreizejo stāvokli nosaka trīs leelumi: p, v un T, kuŗi savā starpā saistiti ar Clapeyron'a formulu. Tapēc, ņemot divus no viņeem kā neatkarigos argumentus, mēs trešo dabujam kā to funkciju. Uz preekšu kā neatkarigos domasim gazes tilpumu v un temperaturu T.

Katrā stāvoklī gazei peemīt zinama enerģija E. Viņu ta dabujusi, uzņemdama zinamu siltuma daudzumu Q un sasildama no $T = 0$ *abs* līdz tai temperaturai T, kuŗa viņai ir novērošanas brīdī. Viņa veegli aprēķinama. Eedomasimees kādas idealas gazes veenu grammolekulu M pee $T = 0$ *abs*, speedeena p_0 un tilpuma v_0. Sildot viņu pee $v_0 = const$ līdz temperaturai T, mēs peevedam viņai

$$Q = Mc_v T \; cal$$

siltuma, ja c_v ir tās specifiskais siltums. Tā kā gaze te nekādu darbu nedara, tad viss siltums pāreet viņas enerģijā E, un tapēc

$$E = JMc_v T.$$

E ir gazes siltuma (eekšejā) enerģija. Interesanti viņu salīdzināt ar tās molekulu kinetisko enerģiju E_v. Pēdejā ir

$$E_v = N \,.\, \frac{1}{2} mv^2 = kNT,$$

ja N ir Avogadro skaitlis. Bet, kā rādits § 119, $k = \frac{3}{2}\frac{R}{N}$. Tapēc

$$E_v = \frac{3}{2} RT.$$

Leekot te $R = JM(c_p - c_v)$, rakstam

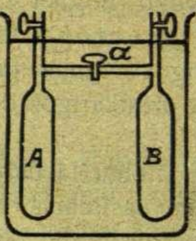
$$E_v = \frac{3}{2} JM(c_p - c_v) T.$$

Dalot E_v ar E no augšejās izteiksmes, dabujam

$$\frac{E_v}{E} = \frac{3}{2}\left(\frac{c_p}{c_v} - 1\right) = \frac{3}{2}(\varkappa - 1).$$

Tā kā visām idealām gazem $\varkappa$ ir veens un tas pats, t. i. $\varkappa = const$, tad nupat dabūtais sakars rāda, ka gazu siltuma enerģija ir viņu molekulu kinetiskai enerģijai teeši proporcionala. No otras puses, tā kā ari c_v viņām ar temperaturu nemainas, tad no E izteiksmes redzam, ka gazes enerģija ir viņas absolutai temperaturai teeši proporcionala.

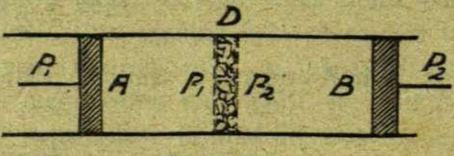
Vispārigā gadijumā E var būt ari v, resp. c_v funkcija. Tapēc var celtees jautajums, kā gazes eekšejā enerģija ir ar viņas tilpumu saistita. Lai te dabūtu atbildi, Joule's uzstādija sekošu eksperimentu. Divi veenadi, ar teevu cauruli un aizgreezni a saveenoti vaŗa trauki A un B (zīm. 217.) eegremdeti kalorimetra ūdenī. A līdz 20 atm. peepumpets ar sausu gaisu; B ir evakuets. Attaisot a, abus traukus saveeno. Gaze, izpleždamās, peepilda ari trauku B, eeņemot divreiz leelaku tilpumu. Tā kā ārejais darbs te darits neteek, jo gaze traukā B nekādu pretestibu nesastop, tad ja kalorimetrs rāditu kaut kādu temperaturas maiņu, tad tas nozīmetu, ka tilpumam peeaugot mainas gazes eekšejā enerģija.



Zīm. 217.
Joule'a eksperiments.

Bet nu Joule's nekādas temperaturas maiņas neatrada, tapēc nāca pee slēdzeena, ka gazes eekšejā enerģija ir no viņas tilpuma neatkariga.

Tomēr domajams, ka šāds slēdzeens atteecinams tikai uz idealām gazem, kuŗās nekādu molekularu spēku nav, tā tad molekulu tuvums nekādu lomu nespēlē. Kā māca novērojumi, realās gazes c_v mainas līdz ar temperaturu; pee tādām peeder ari gaiss, ar kuŗu eksperimenteja Joule's. Tapēc sagaidams, ka viņās pee vēl jo smalkakām eksperimenta metodem enerģijas maiņa līdz ar tilpuma mainišanos būs novērojama. Atrast viņu izdevās Joule'am kopā ar W. Thomson'u (vēlak lords Kelvin's). Metode ir šāda. Gaŗa caurule (zīm. 218) ar vates korķi D eedalita divās kamerās A un B. Caurules galos ir virzuļi P_1 un P_2. Speežot pirmo dziļak un otro ārā velkot, var vatei cauri dzīt pētamās gazes strāvu. Gazes ātrums, viņai vatē pretestibu sastopot, pamazinas, kapēc kamerā A speedeens top leelaks (p_1), kamerā B mazaks (p_2). Regulejot virzuļus P_1, P_2, var panākt, ka p_1 un p_2 ar laiku nemainas. Nu eedomasimees kādu gazes masu, peem., grammolekulu M, kas kādā laikā izeet vatei cauri. Kamerā A viņa ir saspeesta, tapēc viņas tilpums ir par kādu leelumu



Zīm. 218.
Joule-Thomson'a eksperiments.

v_1 mazaks kā eksperimeta sākumā. Nonākusi kamerā B, viņā izplešas, no kam tilpums peeaug, teiksim, par v_2. Pirmā kamerā pee viņas teek darbs p_1v_1 pastrādats, otrā viņa pati dara darbu p_2v_2, pārvarot speedeenu p_2. Tā tad no A uz B pāreedama, viņa padarijusi

$$w = p_2v_2 - p_1v_1$$

darba veenibu. Ja gaze ir ideala, kas pilnigi seko Boyle-Mariotte'a likumam, jabūt $p_1v_1 = p_1v_2$, t. i. $w = 0$: gazes eekšejā enerģija, resp. temperatura nevar mainitees. Eksperimentā nemtās gazes, turpreti, veenmēr rāda temperaturas krišanos kameras B sākumā. Tā tad realās gazes izplezdamās atdzeest, un jo vairak, jo vairak viņu īpašibas atšķiras no idealo gazu īpašibam. Tā, peem., gaisam un ogles dioksidam temperaturas krišanās $\triangle t$ izteicama ar empirisku formulu

$$\triangle t = c(p_1 - p_2)\left(\frac{273}{T}\right)^2,$$

kur $p_1 - p_2$ ir speedeenu diference kamerās A un B, T absolutā temperatura un c — proporcionalitates faktors; gaisam viņš ir $0{,}276^0$ un CO_2 $1{,}391^0$. Tā tad realo gazu eekšejā enerģija ir no viņu tilpuma tomēr atkariga. Tas rāda, ka viņās molekulam ir ne tikai kinetiska, bet ari potenciela enerģija.

Ūdeņradim pee parastām temperaturam koeficients c ir negativs, un tikai pee 70^0 C top pozitivs: ūdeņradis izplezdamees sasilst.

Šai realo gazu īpašibai ir leela praktiska nozīme, jo tikai viņas dēļ eespējams gazes kondeset § 148. aprakstitā ceļā, t. i. sasneegt tam vajadzigās zemās temperaturas. Kā tur jau minets, ūdeņradis, viņa savadibas dēļ, teeši Lindes mašinā šķidrā veidā nav dabujams, bet eepreekš līdz apm. -80^0 C jaatdzesē.

§ 158. Adiabatiski procesi. § 129. tika minets, ka visus termiskos procesus var eedalit divās grupās: izotermiskos un adiabatiskos. Pirmee raksturoti ar to, ka viņos visu laiku $t = const.$ Viņu peemērs ir gazes tilpuma maiņa pēc Boyle-Mariotte'a likuma ar analitisko izteiksmi $pv = const$ un grafisko attēlojumu — izotermu (zīm. 140). Adiabatiski procesi tika defineti kā tādi, kuros domatās ķermeņu sistemas enerģija, resp. siltuma daudzums nemainas ($Q = const$). Viņi eespējami traukos, kuru seenas siltumu nevada, vaj ari tur, kur parādiba norisinas tik pēkšņi, ka eegūtais, resp. zaudetais siltums nepaspēj ar apkārtni apmainitees. Tā, peem., ja kāda gaze visai pēkšņi izplešas, viņa atdzeest, jo viņas padaritais mechaniskais darbs aprij daļu siltuma. Tapēc adiabatiski procesi veenmēr ir saistiti ar temperaturas mainišanos.

Kā izotermisku, tā adiabatisku procesu pārredzamu aprakstu dod pirmā termodinamikas postulata izteiksmè. Eedomasimees kādas gazes veenu gramu pee temperaturas T, speedeena p un tilpuma v. Tad enerģija ir

$$E = Jc_vT.$$

Peedodot gazei siltumu $\triangle Q$, ļausim pee $p = const$ viņas tilpumam peeaugt par $\triangle v$. Tad viņas padaritais mechaniskais darbs ir $p\triangle v$. Ja viņas temperatura pee tam ir pacēlusees par $\triangle T$, tad enerģijas peeaugums ir

$$\triangle E = Jc_v\triangle T.$$

Pirmais postulats saka, ka

$$Jc_v\triangle T = J\triangle Q - p\triangle v.$$

Tas ir vispārejs gazes stāvokļa maiņas apraksts. Ja tai janoteek izotermiski, tad $\triangle T = 0$ un tapēc

$$J\triangle Q = p\triangle v.$$

Ja process ir adiabatisks, $\triangle Q = 0$ un tad

$$Jc_v\triangle T = -p\triangle v.$$

Tas rāda, ka gazes tilpuma peeaugums veenmēr rada temperaturas pazeminašanās, tilpuma samazinašanās — temperaturas celšanos.

Adiabatiskeem proceseem ir leela loma daudzās fizikalās parādibās. Tapēc tagad pameklesim to analitisko izteiksmi, kuŗa viņos saista gazes stāvokli noteicejus leelumus p, T un v.

Ņemsim gazes 1 gramu un viņam uzrakstisim Clapeyron'a formulu

$$J(c_p - c_v)\, T = pv.$$

Ar to veenadibu $Jc_v\triangle T = -p\triangle v$ dalidami, dabujam

$$\frac{\triangle T}{T} = -\frac{c_p - c_v}{c_v} \cdot \frac{\triangle v}{v} = -(\varkappa - 1)\frac{\triangle v}{v}.$$

Matematiskā analize rāda, ka ja x ir mazs leelums, tad

$$lim \frac{e^x - 1}{x} = 1,$$

kur e ir naturalo logaritmu baze un x nullei tuvs. Tas dod

$$lim\,(e^x - 1) = lim\, x.$$

Pirmā tuvinajumā var raksit

$$e^x - 1 = x,$$

kas būs jo vairak veetā, jo mazaks būs x. Nu logaritmesim šo izteiksmi. Tad

$$x = lg_{nat}(1 + x).$$

Peeņemsim, adiabatiskais process norisinas tā, ka $\frac{\triangle T}{T}$ un $\frac{\triangle v}{v}$ ir ļoti mazi. Ja viņš tāds nāv, sadalisim viņu ļoti daudzos elementaros procesos, no kuŗeem katrs tad ari būs adiabatisks, un liksim nupat dabūtā logaritmiskā veenadibā x veetā $\frac{\triangle T}{T}$ un $\frac{\triangle v}{v}$. Tad dabujam

$$\frac{\triangle T}{T} = lg_{nat}\left(1 + \frac{\triangle T}{T}\right) = lg_{nat}\left(\frac{T + \triangle T}{T}\right)$$

$$\frac{\triangle v}{v} = lg_{nat}\left(1 + \frac{\triangle v}{v}\right) = lg_{nat}\left(\frac{v + \triangle v}{v}\right).$$

Temperaturu $T + \triangle T$ varam apzīmet ar T_1, tilpumu $v + \triangle v$ ar v_1. Tee būs gazes jaunā stāvokļa (pēc adiabatiskās izplešanās) temperatura un tilpums. Tad

$$lg_{nat}\frac{T_1}{T} = -(\varkappa - 1)\, lg_{nat}\frac{v_1}{v},$$

jeb

$$lg_{nat}\frac{T_1}{T} \cdot \left(\frac{v_1}{v}\right)^{\varkappa - 1} = 0$$

No logaritma uz skaitļeem pāreedami, dabujam

$$\frac{T_1}{T} \cdot \left(\frac{v_1}{v}\right)^{\varkappa - 1} = 1,$$

no kureenes

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{v}{v_1}\right)^{\varkappa - 1}.$$

Pēc šāda likuma mainas gazes tilpums ar temperaturu adiabatiskā procesā.

Bet

$$pv = RT$$

$$p_1 v_1 = RT_1;$$

tapēc

$$\frac{T_1}{T} = \frac{p_1 v_1}{pv}$$

un

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

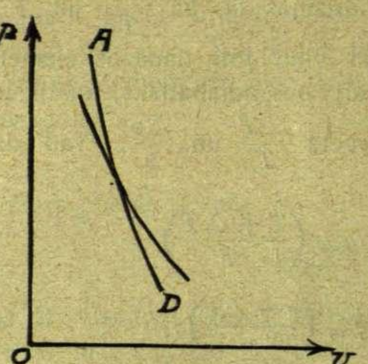
jeb, kas tas pats

$$pv^{\varkappa} = p_1 v_1^{\varkappa} = const.$$

Tādā sakarā adiabatiskā procesā stāv gazes tilpums un speedeens. Vispārigi to rakstam

$$pv^{\varkappa} = const.$$

Šī izteiksme līdziga izotermiska procesa izteiksmei, ar to starpibu, ka te v mainas $\varkappa$-tai pakāpei proporcionali. Tas apstiprina agraki sacito, ka visos adiabatiskos procesos specifisko siltumu atteecibai $\frac{c_p}{c_v} = \varkappa$ ir leela loma.



Zīm. 219. Adiabata.

Zīm. 219. dod veenadojuma $pv^{\varkappa} = const$ grafisko attēlojumu AD, tā saucamo a d i a b a t u; salīdzināšanas labā viņai blakus eezīmeta atteeciga izoterma. Kā redzam, ari viņa ir hiperbolai līdziga, tomēr pret tilpumu asi viņa guļ stāvaki kā izoterma.

T un v sakars dod eespēju izvest interesantu aprēķinu. Ja pee temperaturas $T = 273$ ($t = 0^0$ C) tilpumā v_0 ņemto gaisu adiabatiski izplēš līdz $v = 10\,v_0$, tad viņa temperatura kļūst

$$T = 273\left(\frac{1}{10}\right)^{0,41} = 106\ abs,$$

t. i.

$$t = 106 - 273 = -167^0\ \mathrm{C}.$$

Pee viņas gaiss pārvēršas šķidrumā.

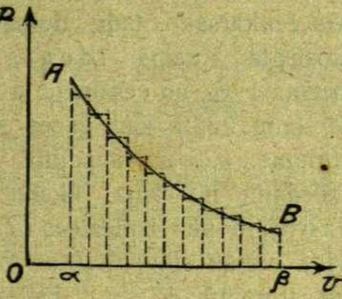
§ 159. Carnot cikls. Pirmais termodinamikas postulats, kā enerģijas neiznīcibas vispārinajums, vēl līdz šim neveenā gadijumā nav nācis ar sevi pretrunā, neveens izņēmums viņā vēl nav novērots. Tapēc viņu var leetot kā kontroles eeroci, kā mērauklu visu enerģetisko procesu aprakstos, un tā tos eedalit eespējamos un neeespējamos.

Bet šī tīri enerģetiskā mēraukla nedod peeteekoši izsmeļošu notikumu aprakstu. Visos dabas procesos ir vēl veens svarigs faktors, kuŗu var nosaukt par viņu v i r z e e n u. Ja mums ir divi siltuma avoti S_1 un S_2, peem., divi ķermeņi ar temperaturam T_1 un T_2, starp kuŗeem noteek siltuma apmaiņa, mēs, dibinadamees uz pirmā postulata, veemēr varam apgalvot, ka cik veens no viņeem siltuma zaudē, taisni tik otrs ta eegūst. Ja pa ceļam siltums vēl dara kādu mechanisku darbu, atteecigs viņa ekvivalents pāreet darbā, bet visas sistemas siltuma, resp. enerģijas bilance paleek nemainijusees. Bet k ā d ā virzeenā — no S_1 uz S_2, vaj otradi — eet siltuma plūsma, par to enerģijas likums neko mums nesaka: no viņa veedokļa raugotees mēs abus virzeenus varam atzīt par veenlīdz eespējameem un varbūtigeem.

Bet nu novērojumi māca, ka dabiskos apstākļos siltums veenmēr plūst no augstakās temperaturas veetas uz to, kur temperatura zemaka, tāpat kā ūdens no augstakās veetas uz zemako, bet nekad otradi. Tāpat kādas berzes pārvarešanai patēretais darbs pats no sevis pāreet siltumā, bet ar šo siltumu abus berzejošos ķermeņus sildidami, mēs nekad, bez ārejas palīdzibas, berzi tādu pašu radit nevaram. Tā tad dabas procesos ir novērojama zinama veenpusiba; ne visi viņu virzeeni, kaut ari eespējami, ir veenadi beeži sastopami. Ja pašai dabai ļāuj brīvi rīkotees, viņa dažeem virzeeneem veenmēr dod zināmu preekšroku, par kuŗu nekādu norādijumu pirmā postulatā nav. Tapēc, lai šis postulats būtu vēl aptverošaks un noteekošā pilnigs apraksts, viņš vēl japapilda. Šādu papildinajumu tam dod termodinamikas otrais postulats.

Precizaki viņu formulesim nākošā paragrafā. Lai viņu tur ātraki izprastu, eedziļinasimees tagad tanī domu gājeenā, kuŗu 1824. gadā uzmeta Sadi Carnot.

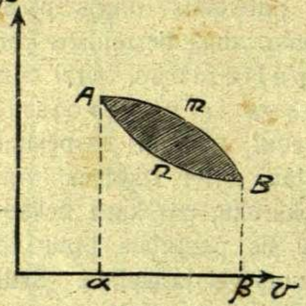
Bet no sākuma, lai ceļā nebūtu kavekļu, palūkosim, kā kādas gazes pastrādatais darbs izteicas grafiski, t. i. kā dabujama viņas darba diagrama. Peeņemsim, punkts A kordinatu plāksmā (zīm. 220) attēlo gazes stavokli p_1, v_1, T_1 procesa sākumā, un ļausim viņai izplestees, kamēr ta, nepārtraukti mainidamās, nonāk stāvoklī p_2, v_2, T_2 ar attēlojumu punktā B (procesa beigas). Nepārtrauktā linija AB var būt kā izoterma, tā adiabata. Ja speedeens pastāvigi nemainitos, gazes padaritais darbs būtu $p_1(v_1 - v_2)$. Bet nu p mainas, tapēc te jaleeto cits paņēmeens. Ņemsim līkās linijas AB veetā lauzitu liniju kā zīmejumā, līdz ar to visu procesu AB sadalidami daudzos atsevišķos elementarprocesos, kuŗos $p = const$, kad v mainas, un otradi.



Zīm. 220.
Darba diagrama.

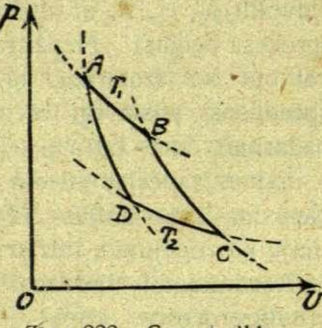
Tad figuras $\alpha AB\beta$ laukums sadalas elementaros četrstūŗos, kuŗu augstumi reprezentē atteeciga elementarprocesa speedeenu p un platums — tilpuma maiņu Δv. Ka veegli redzams, šajos procesos darba diagrama būs $p \Delta v = s$, t. i. atteciga elementarčetrstūŗa laukums. Tos visus zumedami, dabujam figuras $\alpha AB\beta$ laukumu kā visā procesā pastrādatā darba $\Sigma p \Delta v$ diagramu; tas būs īstenibai jo tuvak, jo sīkaki būs atsevišķee elementarprocesi. Tā tad ta darba skaitliskā vērtiba, kuŗu pastrādā gaze, mainidama savu stāvokli, kā to attēlo linija AB, ir izteikta ar to laukumu, kuŗu norobežo AB, ordinates p_1 un p_2 un tilpumu ass.

Sevišķi interesanti un termodinamikā svarigi ir tee procesi, kuŗos gaze, no kāda stāvokļa A izeedama, viņā beidzot atkal atgreežas. Šādus procesus sauc cikliskus jeb riņķejadus procesus. Ja no sākuma stāvokļa maiņa eet pa ceļu AmB (zīm. 221), tad pa ceļu BnA atpakaļ, tad pirmā procesā darba diagrama ir figuras $\alpha AmB\beta$, otrā procesā figuras $\alpha AnB\beta$ laukums. Bet ţā kā pirmā gadijumā gazes tilpums pastāvigi peeaug ($\triangle v > 0$), otrā pamazinas ($\triangle v < 0$), tad otrais laukums jaņem negativi, un tapēc visā ciklā pastrādatā darba leelums ir izteikts ar figuras $AmBnA$ laukumu. Tā vispārigi: kāda cikliska procesa darba diagrama ir tas laukums, kuŗu viņa grafika norobežo koordinatu (p un v) plāksmā.



Zīm. 221.
Riņķejads process.

Nu atgreezisimees pee Carnot domu gājeena. Eedomasimees kādu mašinu, kuŗa periodiski ar kādu siltuma rezervuaru (silditaju) un kādu siltuma noņēmeju (dzesetaju) sakarā nākot un cikliski savu stāvokli mainidama, var darit darbu, resp. atdot siltumu. Kā visveenkāršako tādu domasim cilindru, kuŗā ar kādu kustigu virzuli noslēgta zinama idealas gazes masa, peem., 1 kg, un eesāksim ar to viņas stāvokli A (zīm. 222.), kad gazes speedeens ir p_1, tilpums v_1, un absolutā temperatura T_1. Izeedami no viņa, liksim gazei vispirms izotermiski izplestees ($T_1 = const$), kamēr viņa nonāk stāvoklī B ar speedeenu $p_2 < p_1$ un tilpumu $v_2 > v_1$. Izplezdamās un ārejo speedeenu pārvaredama, gaze dara darbu, kapēc atdzeest. Lai tas nenotiktu, lai process paliktu izotermisks, gaze ir jasilda. To panākam, peeveenojot viņu kādam siltuma rezervuaram (silditajam) S_1, kuŗa temperatura ir augstaka, bet ļoti tuva temperaturai T_1. S_1 domasim tik leelu, ka gazes sasildišanai vajadzigais siltums q_1 necik viņa temperaturu nemaina, un izotermisko procesu laidisim tik lēni, ka gazes temperatura neveenu brīdi manami no rezervuara temperaturas neatšķiŗas. Tad



Zīm. 222. Carnot cikls.

gaze, stāvoklī B nonākdama, ir uzņēmusi zinamu siltumu q_1 un tanī pašā laikā pastrādajusi zinamu darbu. Pēdejo ar w apzīmedami, rakstam:

$$w_1 = Jq_1.$$

Otrā procesā turpinasim gazes ekspansiju līdz jaunam tilpumam $v_3 > v_2$ un speedeenam $p_3 < p_2$, bet nu adiabatiski. Tā kā te siltuma peeplūšanas nav, tad gazei izplešotees padaritais darbs w_2 teek darits uz viņas eekšejas enerģijas rēķina, kapēc tā atdzeest. Nosauksim šī procesa beigu temperaturu ar T_2. Tā dabujam adiabatu BC.

Trešo procesu ņemsim atkal izotermisku pee temperaturas T_2, gazes speedeenu līdz $p_4 > p_3$ paceļot un viņu līdz tilpumam $v_4 < v_3$ saspeežot. Tad nonākam punktā D. Lai process te varetu palikt izotermisks, saspeežot raditais siltums q_2 gazei jaatņem. Tam nolūkam atdalisim viņu no S_1 un peeveenosim otram rezervuaram (dzesetajam) S_2, kuŗa temperatura ir zemaka, bet temperaturai T_2 atkal bezgala tuva. Ari te gazi speedisim tā, lai viņas temperatura un spraigums neveenu brīdi no dzesetaja temperaturas un ārejā speedeena manami neatšķirtos. Tad gaze, pastrādadama darbu $-w_3$ (speedejs spēks pee viņas pastrādajis w_3), tanī pašā laikā atdevusi dzesetajam zinamu siltuma daudzumu q_2, kapēc varam rakstit

$$w_3 = Jq_2.$$

Ceturtā procesā speedisim gazi adiabatiski, kamēr ta nonāk agrakā stāvoklī A; adiabata DA tad būs šī procesa grafika. Viņā gaze atkal sasils līdz temperaturai T_1, paņemdama darbu w_4.

Ar to gaze, resp. mašina būs noslēgusi visu stāvokļa maiņas ciklu (Carnot ciklu), uzņemdama $q = q_1 - q_2$ siltuma veenibu un pastrādadama darbu $W = w_1 + w_2 - w_3 - w_4$, kuŗa diagrama ir četrstūŗa $ABCD$ laukums. Tā kā ari te pirmais postulats ir veetā, tad

$$W = J(q_1 - q_2).$$

Šī izteiksme ir Carnot cikla apraksts. Leekot ciklam vairak reizes atkārtotees, mēs dabujam mašinu, kuŗa starp temperaturam T_1 un T_2, resp. siltuma rezervuareem S_1 un S_2 periodiski strādadama, nepārtraukti siltumu pārvērš mechaniskā darbā. Bet tanī pašā laikā mēs eevērojam veenu visai svarigu viņas īpašibu: ne viss uzņemtais siltums q_1 teek ražigam darbam izleetots, bet gan tikai veena viņa daļa $q = q_1 - q_2$. Otrā daļa q_2 turpreti teeši pāreet no silditaja uz dzesetaju, tā tad darbam zūd. Tā tad šī mašina ir ne ideali ekonomiska. To varam izteikt, sakot, ka viņa strādajusi tikai ar zinamu ražigumu, ar zinamu ekonomisku koeficientu

$$\eta = \frac{q_1 - q_2}{q_1},$$

kas mazaks par 1.

Rodas jautajums, no ka šis koeficients ir atkarigs. Aprēķini, kuŗus, kā deezgan komplicetus, še nepeevedisim, rāda, ka veenigais noteicejs še ir temperaturas T_1, T_2, un proti

$$\eta = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Tā tad ekonomiskais koeficients jo leelaks un tuvaks 1, jo leelaka ir abu temperaturu diferences atteeciba pret silditaja absoluto temperaturu, t. i. jo zemaka ir dzesetaja temperatura T_2. Kad pēdejā ir $T_2 = 0\,abs.$, koeficients ir visleelakais ($= 1$).

Kā tuvu aprakstitam Carnot ciklam peemēru ņemsim parasto tvaika mašinu. Ja temperatura katlā ir $t = 127^0\,C = 400\,abs$ un kondensatora temperatura $t = 77^0\,C = 350^0\,abs$, tad mašinas ekonomiskais koeficients ir

$$\eta = \frac{400^0 - 350^0}{400^0} = \frac{1}{8}.$$

Tā tad tikai veena astotā daļa, t. i. ap 13%, no uzņemtā siltuma tvaika mašinā var (vislabakā gadijumā) pārvērstees darbā. Pārejās $^7/_8$ pāreet teeši kondensatorā, vaj citadi kā darbam pazūd.

§ 160. Otrais termodinamikas postulats. Varetu domat, ka nupat dabūtais rezultats ir saistits ar aprakstitās mašinas nederigu konstrukcijas (peem., ņemtās gazes kādu īpašibu) izvēli, un ka kādas citas, labaki taisitas mašinas ekonomiskais koeficients būs leelaks, vaj pat 1. Ar tādu tad varetu visu viņas uzņemto siltumu pārvērst derigā darbā, nekā dzesetajam neatdodot, t. i. realizet tikpat pilnigu procesu, kāds ir darba, peem., berzes pārejā siltumā. Vīņā tad pavisam varetu iztikt bez dzesetaja un kuŗu katru siltuma avotu ar kaut kuŗu temperaturu izleetot darba darišanai. Tapēc vispirms palūkosim, vaj ir domajama mašina, kas par Carnot mašinu ražigaka.

Lai ta eespējamibu noskaidrotu, atgreezisimees vēl reiz pee Carnot cikla. Viņa raksturigā pazīme ir ta, ka ņemtās gazes temperatura un speedeens neveenu acumirkli manami neatšķiŗas no leetoto rezervuaru temperaturas un speedeena. Tas nozīmē, ka mašinas substance — gaze katru brīdi ir bezgala tuvu savam līdzsvara stāvoklim. Nekur viņā nav kautcik krasas temperaturu un speedeenu diferences, tapēc nekur nav parastās siltuma vadišanas un berzes. Aiz ša eemesla viss cikls kuŗu katru brīdi var eet ari pretejā virzeenā. Tā, peem., izeedami no stāvokļa A, mēs gazei varam likt adiabatiski izplestees, kamēr viņas temperatura top T_2. Tā nonākam stāvoklī D. Vedot nu viņu sakarā ar dzesetaju (tagad silditaju) S_2 un izotermiski paleelinot viņas tilpumu līdz v_3, mēs nonākam punktā C, pee kam ta uzņem q_2 siltuma. Trešo procesu ņemam atkal adiabatisku, gazes tilpumu saspeežot, kamēr viņas temperatura paceļas līdz T_1 (stāvoklis B), un tad, vedot gazi sakarā ar silditaju (tagad dzesetaju) S_1, izotermiski nonākam izejas stāvoklī A, pee kam viņa silditajam, resp. savam dzesetajam S_1 atdod q_1 siltuma. Ar to viņa būs atkārtojusi visas agrakā procesa stadijas (fazes), tikai pretejā kārtibā. Kur agrak, siļtumu uzņemdama, viņa darbu darija, tur tagad, darbu eegūdama, viņa siltumu atdod. Pirmā virzeena ciklam beidzotees, pāri palicis darbs W un no S_1 uz S_2 ir pārgājis siltums q_2, otrā ciklā darbs W ir patērets un tas pats siltums ir pargājis no dzesetaja S_2 uz silditaju S_1. Tā abos virzeenos cikls ir veenadi eespējams. Cikliskus procesus, kam šādas īpašibas, sauc apgreezniskus jeb reversiblus.

Kā redzam, reversibli cikli ir ideali procesi. Realos apstākļos tādi nav domajami, jo neveenu tos nav eespējams laist tā, lai viņu substance (gaze) kuŗu katru brīdi būtu bezgala tuvu savam līdzsvara stāvoklim. Realos procesos veenmēr rodas leelakas vaj mazakas, bet veenmēr galiga leeluma temperaturas un speedeena diferences, kapēc ciklam beidzotees, daļa siltuma vadišanas ceļā ir aizgājusi, daļa mechaniskās enerģijas caur berzi pārvērtusees siltumā, kas ciklam apgreežotees paleek ārpus enerģiju bilances. Tapēc visi realee, dabā noteekošee procesi ir neapgreezniski — irreversibli.

Kā redzam, ar Carnot ciklu mēs esam eeguvuši svarigu aparatu, vērtigu termisku mašinu. Laižot viņu teešā virzeenā, mēs siltumu varam pārvērst darbā, laižot pretejā virzeenā, mēs siltumu varam dzīt no zemakās temperaturas uz augstako.

Nu domasim kādu Carnot mašinu (ciklu) C, saveenotu ar kādu otru M, kuŗa lai būtu par pirmo labaki konstrueta, tā tad ar leelaku ekonomisku koeficientu. Starp silditaju S_1 un dzesetaju S_2 strādadama, šī mašina tam pašam darbam pee tām pašām tempereturam T_1 un T_2 tad ņemtu no S_1 mazak siltuma, peem., tikai $q'_1 < q_1$, vaj mazak dzesetajam atdotu, t. i. viņa būtu ekonomiskaka. Liksim viņai eet Carnot cikla teešā virzeenā $ABCDA$, leetojot viņu kā mašinas C dzineju pretejā virzeenā $ABCDA$. Tad pēc katra noslēgta cikla M-mašinas padaritā darba skaitliskā vērtiba (figuras $ABCDA$ laukums) būs veenada ar C-mašinas patēreto darbu, kapēc visā ciklā padaritais darbs būs 0. Bet M-mašina būs silditajam S_1 atņēmusi q'_1 siltuma veenibu, C-mašina atdevusi q_1. Tā kā $q_1 > q'_1$, tad galugalā no dzesetaja uz silditaju, t. i. no zemakas temperaturas veetas uz augstaku temperaturu būs pārgājis $q_1 - q'_1$ siltuma, un tas būs veenigais abu mašinu darbibas rezultats. Tas ir neeespējami. Nekad neveens novērojums nav rādijis, ka siltums pats no sevis, bez ārejas palīdzibas, bez darba patērešanas varetu plūst no zemakas temperaturas uz augstaku. No ta mēs taisam slēdzeenu, ka tāda mašina M, kuŗas ekonomiskais koeficients būs leelaks par Carnot mašinas koeficientu, ir neeespējama. Tā tad Carnot mašina (cikls) ir vispilnigakā, visidealakā mašina, kuŗas ražigums ir no viņas aktivās veelas neatkarigs.

Ar to ir dota atbilde uz ša § sākumā uzstāditeem jautajumeem. Ja jau Carnot mašina, kā visidealakā, ar visleelako ražigumu, kas strādā visidealakos apstākļos, nespēj visu uzņemto siltumu bez atlikuma pārvērst darbā, t. i. iztikt bez dzesetaja, tad vēl jo leelakā mērā tas atteecinams uz realām mašinam, kuŗās visi procesi ir irreversibli. Pēdejās var strādat tikai tad, ja to ricibā ir divi siltuma rezervuari ar dažadām temperaturam: silditajs, kā siltuma avots un dzesetajs, kas darbā neizleetoto (nepārejošo) siltumu uzņem. Citeem vārdeem: siltums var pāreet darbā tikai tur, kur ir temperaturas kriteens. Tapēc kāda sistema (mašina) var darit darbu tikai tad, ja viņas daļam ir dažadas temperaturas. Kad pēdejās izlīdzinas, sistema apstājas darboteees, neskatotees uz to, ka viņas eekšejās (siltuma) enerģijas krājumi ir, varbūt, vēl visai leeli.

Ar to ir izteikts otrais termodinamikas postulats. Kā redzam, dabas procesos ne tikai absolutai enerģijas vērtibai, bet ari zinamam virzeenam ir loma. Veenos gadijumos process rit pats no sevis, bez ārejas peepalīdzibas, kā peem., pee berzes darba pārvēršanās siltumā. Pēc šo procesu beigam nekādu pārmaiņu viņu apkārtnē nav — viss darbs bez kautkāda atlikuma ir pārgājis ekvivalentā siltuma daudzumā. Otros gadijumos, turpreti, procesam vajadziga āreja peepalīdziba, kapēc viņam (ciklam) beidzotees, ta apkārtnē veenmēr paleek šādas vai tādas pārmaiņas. Tā, peem., lai siltumu no zemakas temperaturas veetas pārnestu uz siltaku veetu, veenmēr jaleeto zinams darbs, zinama palīdziba no āreenes, kas procesam beidzotees veenmēr paleek nekompenseta. Tāpat siltumam darbā pārvēršotees: veenmēr palīgā jaņem dzesetajs, kas katrreiz paņem zinamu siltuma daļu, kuŗa paleek ārpus cikla enerģijas bilances. Tā tad pirmee procesi norit veegli, otree veenmēr sastop grūtibas; pirmee eet paši no sevis, otree tikai ar peepalīdzibu. Ja tādas nav, viņi nekad nenoteek. Kaut ari viņi enerģijas principam preti neruna, tomēr tee neeespējami. Tā dabā ir zinama veenpusiba, zinama attīstibas gaitas izvēle, noteikta izlase.

Šo dabas savado teeksmi var formulet dažadi. Clausius's to izsaka vārdeem: **pats no sevis** siltums nekad neeet no zemakas temperaturas uz siltaku veetu. Kā veegli saprotams, tāds formulejums aptveŗ visus gadijumus. Viņu mēs jau likām savas domas pamatā, kad peerādijām, ka Carnot cikla ražigums ir no viņa substances neatkarigs un maksimalais.

Pirmo postulatu mēs definejām sakot, ka perpetuum mobile ir neeespējams. Ar to mēs sapratām tādas mašinas neeespējamibu, kuŗa ne no ka mums dotu darbu. Līdzigā kārtā var formulet ari otro postulatu. Ja siltums varetu pats no sevis, bez enerģijas patērešanas no āreenes, eet no aukstakas veetas uz siltako, jeb tecet bez temperaturas diferencem, tad varetu eerīkot mašinu, kuŗas dzīšanai varetu izleetot dabā esošos siltuma krājumus: zemi, oceanus, gaisu. Tā kā šee siltuma krājumi (salīdzinot ar absoluto nulli) ir neizsīkstoši, resp. bezgala leeli, tad šāda mašina varetu dot mums darbu, kuŗš, kaut gan ne ne no ka cēlees, mums tomēr neka nemaksatu: mēs viņu dabūtu par veltu. Tā tad ari šāda māšina būtu savā ziņā perpetuum mobile. Bet nu tādas mašinas nav. Viņu konstruet nav eespējams. Tapēc, nosaucot viņu par otrā veida perpetuum mobile, mēs otro termodinamikas postulatu varam izteikt vārdos: otrā veida perpetuum mobile ir neeespējams. Tā neeespējami ir kā pirmā, tā otrā veida perpetuum mobile. Ar to ir izteikti abi postulati, uz kuŗeem dibinas visa termodinamikas būve. Abi kopā viņi nosaka visu noteekošo procesu gaitas.

§ 161. Entropija. Otro postulatu viņa dziļā satura dēļ aplūkosim vēl no citas puses. Uzrakstisim Carnot ciklā dabūto rezultatu

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

šādā veidā:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1},$$

jeb

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0.$$

Q_1 ir ciklā uzņemtais siltums, Q_2 atdotais. Rēķinot pēdejo kā negativu uzņemto, varam $-Q_2$ uzlūkot kā gazes uzņemto siltumu un tad rakstit

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0.$$

Tas ir Carnot cikla apraksts. Šis cikls ir reversibls, ar diveem izotermiskeem un diveem adiabatiskeem proceseem. Bet nav gŗūti saprast, ka līdzigā kārtā var aprakstit kaut kuŗu reversiblu procesu, jo katru tādu var domās sadalit leelā skaitā bezgala sīkos izotermiskos un adiabatiskos procesos. Līdz ar to divu rezervuaru Q_1 un Q_2 veetā tad var domat bezgala leelu viņu daudzumu un tā, ka katram sīkajam elementarajam izotermiskam procesam var atrast savu rezervuaŗu pāri, kuŗu temperaturas bezgala maz atšķiŗas no viņa paša temperaturas. Tad ari šādā procesā, ja katra elementara (izotermiskā) procesa temperaturu nosaucam ar T, uzņemto siltumu ar $\triangle Q$ —

$$\Sigma \frac{\triangle Q}{T} = 0.$$

Nu domasim idealas gazes masu M, kuŗa reversiblā ceļā pāreet no stāvokļa (1) ar speedeenu, tilpumu un temperaturu p_1, v_1, T_1 stāvoklī (2) ar p_2, v_2, T_2 respektivi. Tad visu procesu nupat aprakstitos elementarprocesos sadalidami un katram viņam pirmā postulata izteiksmi rakstidami, dabujam

$$J\triangle Q = Mc_v \triangle T + p\triangle v.$$

Ņemot vērā, ka kuŗā katrā brīdī idealai gazei

$$pv = RT,$$

dabujam

$$J\triangle Q = Mc_v \triangle T + RT\frac{\triangle v}{v}.$$

Dalita ar T un tad pa viseem elementarajeem proceseem zumeta, šī veenadiba dod:

$$J\Sigma \frac{\triangle Q}{T} = Mc_v \Sigma \frac{\triangle T}{T} + R\Sigma \frac{\triangle v}{v}.$$

Bet ja process ir reversibls, tad $\Sigma \frac{\triangle Q}{T} = 0$; tapēc

$$Mc_v \Sigma \frac{\triangle T}{T} + R\Sigma \frac{\triangle v}{v} = 0.$$

$\triangle T$ un $\triangle v$, salīdzinati ar T un v, ir ļoti mazi; tapēc, kā tas rādits § 158, var likt (naturalee logaritmi):

$$\frac{\triangle T}{T} = lg\left(1 + \frac{\triangle T}{T}\right) \text{ un } \frac{\triangle v}{v} = lg\left(1 + \frac{\triangle v}{v}\right),$$

jeb

$$\frac{\triangle T}{T} = lg\left(\frac{T + \triangle T}{T}\right) \text{ un } \frac{\triangle v}{v} = lg\left(\frac{v + \triangle v}{v}\right).$$

Uzrakstito veenadibu zumejot, eesāksim ar stāvokli (1), kad $T = T_1$ un $v = v_1$. Tad procesa beigās būsim dabujuši visu $\triangle T$ un $\triangle v$ zumas, t. i. eēguvuši gazes temperaturas un tilpuma peeaugumus $\Sigma \triangle T$ un $\Sigma \triangle v$ un nonākuši stāvoklī (2) ar $T_2 = T_1 + \Sigma \triangle T$ un $v_2 = v_1 + \Sigma \triangle v$. Tapēc rakstam

$$Mc_v lg \frac{T_2}{T_1} + R lg \frac{v_2}{v_1} = 0,$$

jeb

$$Mc_v lg T_1 + Rlg v_1 = Mc_v lg T_2 + R lg v_2.$$

Tas rāda, ka gazei no stāvokļa (1) reversiblā ceļā stāvoklī (2) pārejot, viņas temperaturas un tilpuma noteiktā funkcija

$$S = Mc_v lg T + Rlgv$$

paleek veena un ta pati. Šo funkciju C l a u s i u s's nosauca e n t r o p i j u. Tā tad reversiblā procesā entropija paleek nemainijusees:

$$S_1 = S_2.$$

Citadi tas ir irreversiblā procesā. Kā ta peemēru ņemsim idealu gāzi stāvoklī (1) ar tilpumu v_1 un liksim viņai izplestees līdz tilpumam v_2 [stāvoklis (2)], āreju darbu darit neļaujot. Tad viņas temperatura paleek agrakā; bet pirmā stāvoklī viņas entropija ir

$$S_1 = c_v MlgT + Rlg\ v_1,$$

un otrā

$$S_2 = c_v MlgT + Rlg\ v_2.$$

Tā kā $v_2 > v_1$, tad te

$$S_2 > S_1:$$

e n t r o p i j a ir p e e a u g u s i. Bet kā veegli saprotams, aprakstitā gazes stāvokļa maiņa ir irreversibls process, jo izpletusees, gaze, bez palīdzibas (darba) no āreenes, nekad pati no sevis līdz agrakam tilpumam v_1 nevar saspeestees. Tā tad irreversibli procesi gazēs ir veenmēr saistiti ar entropijas peeaugumu, reversiblos procesos, turpreti, entropija paleek negrozita.

Rodas jautajums, kādos apstākļos viņa pamazinas. Var peerādit, ka tas nekad nevar notikt, tādu apstākļu brīvā dabā nav, jo ja tas tā būtu, tad mums būtu rokā otrā veida perpetuum mobile, kas neeespējams.

Tas atteecinams ne tikai uz idealām gazem. Ari kuŗā katrā citā mašinā tas ir tā, un pat vairak: — kuŗā katrā noslēgtā sistēmā. Tāda noslēgta sistema ir ari mūsu zemes lode ar viseem teem debess ķermeņeem, kas ir ap viņu, t. i. mūsu redzamā pasaule. Visi realee, viņā pateesibā noteekošee procesi ir irreversibli; tapēc var apgalvot, ka visos realos procesos entropija veenmēr peeaug; nav gadijumu, kad viņa pamazinatos. Pasaules entropija nepārtraukti aug, tuvodamās zinamam maksimumam (saprotams, ja mums pazīstamee fizikas likumi ir veetā ari pasaules telpā).

Kāda tam fizikala nozīme? Ko tas saka? Bez šaubam, tas izteic otro postulatu, tikai citadā veidā. Kā mēs redzejam, paši no sevis, brīvi un nepeespeesti eet tikai tee procesi, kuŗos mechaniskā enerģija var pārvērstees siltumā. Aiz ša eemesla visas citas enerģijas formas mums pazīstamā pasaules daļā pamazam pāreet siltuma enerģijā. Bet nu siltuma enerģija ir ta, kam vismazakā vērtiba, jo viņu nekad nevar visu, bez atlikuma, izleetot ražigam darbam: siltuma enerģija ir visneekonomiskakā. Tapēc var sacit, ka dabas enerģijas krājumi pamazam top mazvērtigaki. Kaut gan enerģijas daudzums paleek agrakais, bet viņas vērtiba nepārtraukti pamazinas. Acimredzot, tas ir tas pats, kas entropijas augšana: kad visas enerģijas formas būs pārgājušas siltumā, pasaules entropija būs sasneegusi savu maksimumu.

No otras puses, siltumam nu peemīt neatņemama tendence pašam no sevis, bez peepalīdzibas no āreenes, pāreet no siltakās veetas uz aukstako. Tā pasaulē noteek nepārtraukta siltuma, resp. temperaturas izlīdzinašanās, un caur viņu visu citu enerģijas veidu nivelešanās: realee procesi veenmēr teek pavaditi no enerģijas izklaidešanās. Kad viss būs pārgājis siltumā, tad entropija būs sasneegusi maksimumu, un eestāsees brīdis, kad visas enerģijas diferences būs izlīdzinajušās. Tad apstāsees un izdzisīs viss. Tad eestāsees absolutais meers, absolutā pasaules nāve.

Kā redzam, entropijas princips izsaka to pašu, ko otrais postulats: kā eet un kurp virzas viss noteekošais. Tapēc otro postulatu var ari formulet kā entropijas augšanas postulatu.

Ceturtā nodaļa.

Akustika.

Viļņejadā kustiba.

§ 162. Akustika un mechanika. Šinī nodaļā īsumā aprakstisim tās parādibas, kuŗas ikdeenas dzīvē mēs saucam par s k a ņ u. Tāpat kā „siltums", „skaņa" ir subjektivs jēdzeens, kas rodas no tās fizioloģiskās sajūtas, kuŗu mums dod mūsu dzirdes organs — auss. Viņas fizikalā daba, turpreti, ir tīri mechaniska rakstura; uz to norāda tās mechaniskās kustibas, kas pavada ikkatru kāda preekšmeta skaņešanu. Tā, peem., metala steenis, kuŗa veens gals eestiprinats spailēs, otrs atvēzts un tad vaļā palaists, dod sev raksturigu skaņu, d s i r d a m u ari leelakā attālumā; bet tanī pašā laikā mēs r e d z a m steeņa gala vibraciju. Tāpat eesteeptu skanošu stīgu aplūkojot, mēs redzam viņas mechaniskās vibracijas; jo vājakas top pēdejās, jo klusaka ir stīgas dotā skaņa. Tā tad skaņas izcelšanās, resp. cēlonis ir veenmēr vedams sakarā ar skanošā preekšmeta mechaniskām periodiskām kustibam.

No otras puses, lai šīs mechaniskās vibracijas varetu līdz mūsu ausij nonākt, ir vajadzigs zinams starpneeks, pa kuŗu tās varetu eet. Nav grūti saprast, ka šim starpneekam jabūt materielam, jo tikai tāds var kustibas tāļak vadit. Bet tad, acimredzot, ari viņā noteek mechaniski procesi, kas stāv ar skanošā ķermeņa kustibam ceešā sakarā. Tā redzam, ka skaņas parādibās loma ir kā skanošā preekšmeta, tā ari ta apvidus īpašibam, pa kuŗu viņa izplatas. Līdz ar to tas rāda, cik ceeši mācība par skaņas izcelšanos un izplatišanos — a k u s t i k a ir saistita ar mācibu par kustibam — m e c h a n i k u.

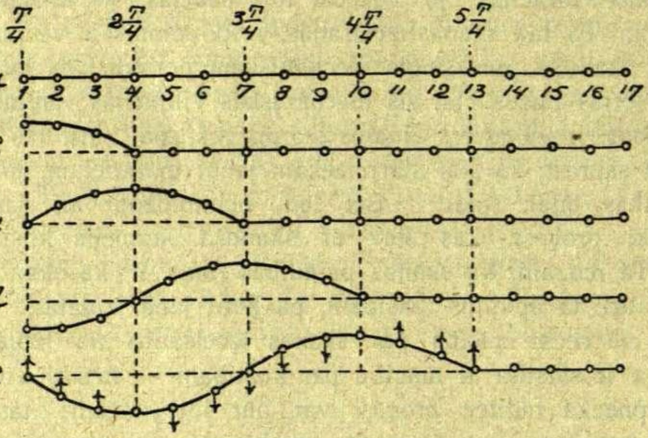
Starpneekā raditee procesi var būt ļoti dažadi; tas atkarajas no viņa īpašibam un skanošā preekšmeta (ķermeņa) mechanisko vibraciju rakstura. Bet jau a priori ir spreežams, ka to pamatos veenmēr būs rodamas šādas vaj tādas lokalas deformacijas, peem., blīvuma maiņa, kas ar zinamu ātrumu izplatas pa visu viņa tilpumu. Šīs izplatišanās veids un ta atkariba no domatā apvidus īpašibam ir veens no jautajumeem, kas galvenā kārtā interesē akustiku.

Tā kā visi praksē sastopamee skaņas tāļak vaditaji ir leelakā vaj mazakā mērā elastigi, (gaiss, ceeti ķermeņi), tad minetās vibrejošā ķermeņa raditās deformacijas cenšas izlīdzinatees, tā viņu molekulas, resp. molekulu grupas eevirzot raksturigā kustibā, kuŗu sauc viļņejadu kustibu. No ta redzam, kāda leela loma ir šīm kustibam akustikā. Tapēc šo nodaļu eesāksim ar īsu viļņejadās kustibas apskatu, peeturotees pee veenkāršakeem tās vèideem.

§ 163. Viļņejada kustiba. Viļņu gaŗums un ātrums. Mechanikā mēs eepazinamees ar atsevišķu materielu punktu periodiskām oscillacijam, kuŗas tee izdara, dažadeem quasi-elastiskeem spēkeem padoti. Viņu aprakstu § 39. mēs dabujām kā

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

kur A ir oscillacijas amplitude, T — viņas periods un y domatā elongacija no līdzsvara stāvokļa laikā t. Tagad eedomasimees vairakus šādus punktus un pagaidam ņemsim viņus rindā, veenados atstātumos saliktus, kā zīm. 223,*a*. Kā ta modeli varam domat elastigām spiralem saveenotu koka lodišu virkni. Atvēzisim nu pirmo loditi uz augšu. Tad spirale (*1,2*) izsteepsees, kapēc lodite, vaļā palaista, nāks savā līdzsvara stāvoklī atpakaļ. Bet tā kā spirale darbojas kā quasi-elastisks spēks, tad līdzsvara veetā nonākusi, lodite tur neapstāsees, bet sāks ap viņu šūpotees, periodiski oscillet. Bet spi-



Zīm. 223. Viļņejada kustiba.

ralei eesteepjotees, pirmai loditei pakaļ celsees otrā. Periodiski raustita, ari viņa pamazam eevirzisees oscillacijā. Tas savukārt staipīs otro spirali, kapēc ari trešā lodite eešūposees u. t. t. Tā pirmās lodites oscillacija pārees uz visām citām.

Tā kā lodites saistošee spēki pa visu virknes gaŗumu ir veenadi, tad visu viņu svārstibas periodi ari būs veenadi. Kad laika deezgan, ari amplitudes taps veenadas. Bet neveenadas būs viņu svārstibas fazes. Kā veegli saprotams, kustibas pārejai no veenas lodites uz otru ir vajadzigs zinams laiks τ. Tapēc viņas sāks svārstitees ne visas reizē, bet katra nākošā par τ *sec* vēlak par eepreeksejo. Ja pirmās elongacija ir maksimums mirklī $t_0=0$, tad otrai viņa būs tāda pēc τ *sec*, trešai pēc 2τ, ceturtai pēc 3τ *sec* u. t. t. Ari visas citas oscillacijas fazes eestāsees ar šādu novēlošanos. Tapēc kautkuŗas lodites, peem., n-tās, svārstibas izteiksme mirklī t būs:

$$y_n=A \sin\frac{2\pi}{T}(t-n\tau).$$

Uzrakstisim to citadi. Ja lodišu savstarpejee atstātumi ir l, tad

$$v=\frac{l}{\tau}$$

ir tas ātrums, ar kuŗu oscillacija pa visu punktu (lodišu) virkni izplatas. No ta dabujam

$$n\tau=\frac{nl}{v}.$$

Bet ln ir domatā n-tā punkta atstātums no rindas sākuma. Apzīmedami viņu ar x, rakstam

$$y_n=A \sin\left(\frac{2\pi t}{T}-\frac{2\pi x}{Tv}\right),$$

no kureenes, $Tv=\lambda$ likdami, dabujam

$$y_n=A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right).$$

Šī veenadiba ir pilnigs noteekošās kustibas apraksts. Viņa dod kustibas intensitati un fazi kuŗā katrā veetā x punktu virknē un kuŗā katrā brīdī t.

Eeskatisimees viņā tuvaki. Sekosim kādai kustibas fazei, peem., meklesim tās veetas, kurās y ik pēc veena un ta paša laika sprīža ir maksimums. Pirmo maksimumu mēs atrodam pašā sākumā pee $x=0$, kad $t=\frac{1}{4}T$ (laiku sāksim rēķināt no ta brīža, kad pirmā lodite atvēžotees pamet savu līdzsvara veetu, t. i. tā, ka $y=0$ pee $t=0$, $y=A$ pee $t=\frac{1}{4}T$, $y=0$ pee $t=\frac{1}{2}T$, $y=-A$ pee $t=\frac{3}{4}T$, $y=0$ pee $t=\frac{4}{4}T$ u. t. t.). Vispār y būs maksimums tad, kad

$$2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)=\frac{\pi}{2},$$

t i. kad

$$x=\frac{t}{T}\lambda-\frac{\lambda}{4}.$$

Tapēc otrreiz, kad $t = \frac{T}{2}$, mēs viņu atrodam pee $x = \frac{\lambda}{4}$, trešo reizi, mirklī $t = \frac{3}{4}T$, pee $x = \frac{\lambda}{2}$, tad mirklī $t = T$ pee $x = \frac{3}{4}\lambda$ un pēc veena vesela perioda, laikā $t = \frac{5}{4}T$, pee $x = \lambda$. Tā redzam, ka oscillacijas maksimums pastāvigi ar zinamu ātrumu eet pa punktu rindu uz preekšu — katrā perioda ceturtdaļā par $\frac{\lambda}{4}$, t. i. veena vesela perioda laikā par λ. Saprotams, tas pats ir sakams ari par visām citām kustibas fazem, resp. pašu svārstibu. Visas viņas izplatas ar to pašu ātrumu un tā, ka λ *cm* atstātumā veenmēr rodamas veenas un tās pašas oscillacijas fazes.

Zīm. 223,*b* — *e* rāda punktu acumirkligos stāvoļus ik pēc katras perioda ceturtdaļas. Augšup un lejup ap savām līdzsvaru veetam šūpodamees, punkti katru acumirkli noveetojas uz noteiktas viļņejadas linijas (sinusoidas, zīm. 40). Mēs sakam, ka viņu kopums izdara viļņejadu kustibu.

Uzmanigi puntu rindu *e* aplūkodami, mēs novērojam, ka sākot no (*1*), katram nākošam punktam ir sava svārstibas faze. Tas turpinas līdz (*13*), ar kuŗu sākot fazes sāk atkārtotees. Šinī punktā, kas no rindas sākuma ir λ *cm* atstātu, vilnis dabū savu noslēgumu. Tapēc λ sauc par viļņa gaŗumu. Kā redzam, viņu var definet kā to atstātumu, par cik izplatas svārstiba veena perioda laikā. Viļņa gaŗums λ, izplatišanās ātrums v un svārstibas periods T ir savā starpā saistiti:

$$\lambda = vT, \; v = \frac{\lambda}{T}, \; v = \lambda n.$$

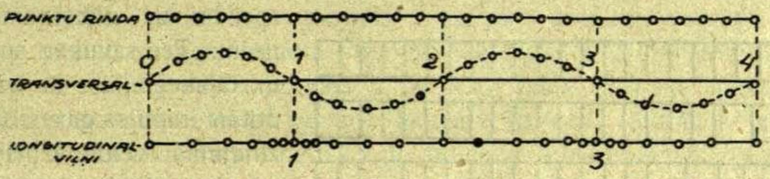
Te $n = \frac{1}{T}$ ir leelums, kuŗš rāda, cik reizes kāda pilna oscillacija veenā sekundē noteek. Bet tā kā katrai pilnai oscillacijai preti stāv viļņa gaŗums, tad n rāda ari to viļņu skaitu, kas veenā sekundē paeet novērotajam gaŗām.

Katram oscillejošam punktam ir zinama kinetiska enerģija, kā par to stāstits § 40. Tapēc pirmā punkta (lodites) svārstibai uz nākošeem pārejot, viņa enerģija pamazinas, un ja punktu rinda ir bezgaliga, tad pavisam izzūd. Tad nepārtrauktas viļņošanas veetā rodas īss viļņejads impulss. Viļņošana nepārtraukti turpinas tikai tad, kad punktu rindai peegādā enerģiju no āreenes.

Viļņošana ātri izbeidzas, ja punkti savā svārstibā sastop kādu pretestibu, peem., berzi. Tad svārstiba ir dzeestoša, ar ātri krītošu amplitudi, kā tas redzams zīm. 42.

§ 164. Transversali un longitudinali viļņi. Pag. § aplūkotā modeļa viļņejadā kustiba raksturiga ar to, ka viņā oscillejošee punkti svārstas viļņu izplatišanās virzeenam perpendikulari. Šādus viļņus tapēc sauc transversalus viļņus. Bet viņā ir eespējams dabūt ari citada rakstura viļņošanu. Atvēžot pirmo punktu pa kreisi un tad vaļā palaižot, mēs viņa oscillešanu dabujam horicontalā linijā. Otram punktam gan tuvodamees, gan no viņa ateedams, viņš ari to eerosina periodiskā horicontalā kustibā. Tas to dara ar nākošo, nākošais ar tāļako, un tā pamazam pirmam punktam dotais impulss izplatas pa visu punktu rindu. Bet ari te tam vajadzigs zinams laiks, kapēc var notikt, ka kad pirmais punkts jau visu oscillacijas ciklu būs noslēdzis, tāļakstāvošee punkti tikko sāks eešūpotees un vēl tāļakee būs pilnigi meerā. Aiz ša eemesla ari vēlak, kad oscillacija būs jau izplatijusees, punktu fazes dažadās veetās būs dažadas; tikai tādos atstātumos, par cik paeet uz preekšu oscillacijas kustiba veena perioda laikā, fazes būs veenadas.

Ta sekas būs tas, ka punktu beežums („blīvums") pa visu viņu rindu periodiski mainisees. Tanīs veetās, kur punkteem ir pretejas fazes un atejoši virzeeni, viņi stāvēs retak, kur virzeeni būs saejoši, viņi būs ceešaki veens pee otra. Līdz ar svārstibas fazi šīs



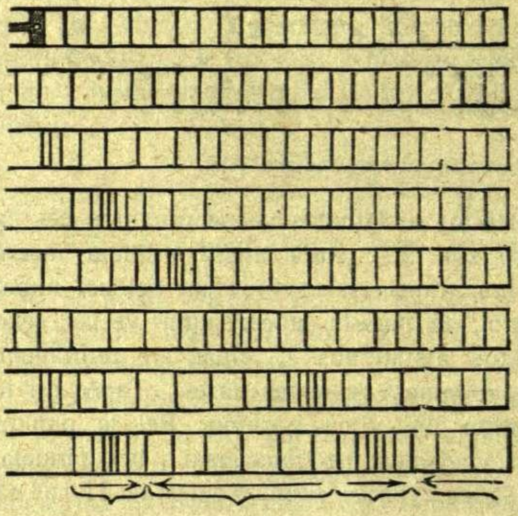
Zīm. 224. Transversali un longitudianli viļņi.

blīvās un retinatās veetas noteiktos atstātumos veena no otras ees pa visu punktu rindu. To ilustrē zīm. 224, kuŗā augšā attēlota meerā esošu punktu rinda, tad viņu transversals vilnis un beidzot nupat aprakstitā kustiba. Kā redzam, te punktu sabeezejumu veetas seko veena otrai regularos, noteiktos atstātumos λ, tāpat ari retinajuma veetas. λ galos ir veenmēr rodamas veenadas fazes. Tapēc ari te var runat par viļņejadu kustibu un viļņa gaŗumu. Bet te punktu svārstiba ir viļņa izplatišanās virzeenam ne transversala, bet paralela, longitudinala. Tapēc šādus viļņus sauc longitudinalus viļņus.

Kā transversaleem, tā longitudinaleem viļņeem vajadzigs quasielastisks spēks, zem kuŗa eespaida punkti varetu šūpotees. Kā mēs zinam, tādi ir ari tee spēki, ar kuŗeem molekulas un viņu grupas ir saistitas veelā. Tapēc ari veelā, radot šādas vaj tādas lokalas deformacijas, t. i. viņas molekulas, resp. to grupas no līdzsvara stāvokļeem izvirzot, var radit viļņus. Bet, saprotams, šo viļņu raksturs būs atkarigs no deformacijas rakstura. Kā veegli redzams, transversalu viļņu izcelšanās veenmēr vedama sakarā ar § 70. aplūkotām šķeebes, t. i. veida deformacijam, kurās mainas tikai ķermeņa forma, bet ne tilpums. No ta saprotams, ka viņi eespējami tikai tādā apvidū, kurā šķeebes moduls $N \neq 0$, t. i. ceetos ķermeņos. Šķidrumos un gazēs, turpreti, kureem nav nekādas formas elastibas, transversali viļņi ir neeespējami.

Longitudinali viļņi ir saistiti ar tilpuma deformacijam. Tā kā tilpuma elastiba ir viseem — kā ceeteem, tā šķidreem, tā gazejadeem ķermeņeem, tad longitudinali viļņi ir visos viņos eespējami. To rāda ari novērojumi.

Sevišķi leela loma akustikā ir gazu longitudinaleem viļņeem. Viņu izcelšanos varam domat šādi. Eedomasimees kādu garu cilindru (cauruli), kurā veenā viņa galā eerīkotais virzulis noslēdz zinama šķērsgreezuma gaisa stabu. Kad virzulis ir meerā, gaisa blīvums un speedeens pa visu stabu ir veens un tas pats. Nu eespeedisim virzuli cilindrā. Ar to viņa tuvumā gulošee gaisa slāņi tiks saspeesti, kapēc viņu blīvums peeaugs. Bet gaisa elastibas dēļ, virzuļa speedeenam beidzotees, saspeestais tilpums centisees izplestees un speedīs uz nākošeem slāņeem. Tee savukārt speedīs uz tāļakeem, un tā virzuļa dotais impulss gazes sabeezinajuma veidā izplatisees pa visu cilindru.



Zīm. 225. Gaisa viļņi.

Nu eerīkosim virzuli tā, lai viņš kustetos periodiski. Tajos mirkļos, kad viņš cilindrā eespeežas, viņš rada gazes sablīvešanos; viņam no cilindra izvelkotees, gaiss ta tuvumā top rēnaks. Periodiski veens otram sekodami, šee sabeezejumi un retinajumi izplatas pa visu cilindru kā longitudinali gaisa viļņi.

Vislabaki to ilustrē zīm. 225. Viņā eezīmetas gaisa speedeena maksimuma atrašanās veetas cilindrā ik pēc katras virzuļa perioda ceturtdaļas.

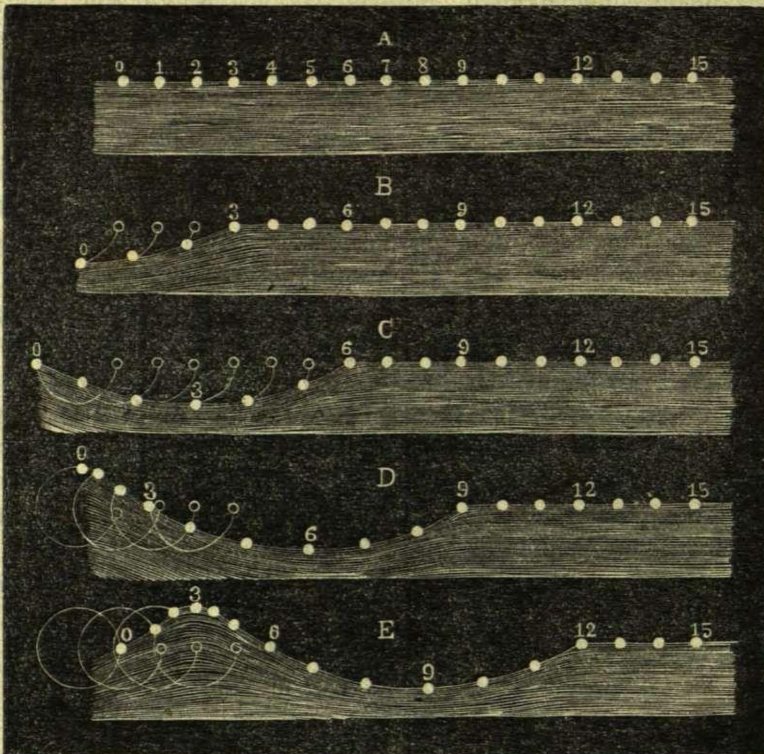
§ 165. Viļņi uz šķidruma virsus. Viļņejadās kustibas izpratnei daudz ko varam eegūt no teem viļņeem, kuŗi rodas uz šķidruma virsmas, kad ta līmeņa līdzsvaru kādā veetā izjauc. Tā, peem., ja rāmā ūdenī eemet akmeni, tad no tās veetas, kur viņš eekrīt, uz visām pusem sāk izplatitees koncentriski viļņi. Tee ir regularos atstatumos sekojoši paaugstinajumi un eelejas. Tā kā vinu izplatišanās ātrums parasti ir mazs, tad visas rašanās un izplatišanās stadijas viņos ērti novērojamas.

Viņu izcelšanās ir šādi domajama. Pirmā brīdī, akmeņa speests, ūdens paceļas, radidams riņķveidigu valni. Kad akmens nogrimst, valnis, smags būdams, krīt lejup. Sasneedzis agrako līmeni, viņš tomēr tur neapstājas, bet inerces dēļ nonāk zemak. Tā viņa veetā rodas gredzenveidiga vaga — eeleja. Nu eeleja ceļas augšup; bet nonākusi līdz līmenim, viņa atkal paskreen tam gaŗam, radidama valni otrreiz. Tā tanī veetā, kur akmens zem līmeņa nozūd, ūdens šūpojas uz augšu uu leju, periodiski ap līmeni oscilledams. Bet nu saprotams, ka ūdens mazās saspeežamibas dēļ, gredzenveidigai eelejai katrreiz blakus rodas jauns valnis. Kad ša veetā rodas eeleja, tai blākus rodas trešais valnis. Tā ūdens daļiņām ap līdzsvara stāvokli augšup un lejup šūpojotees, pa šķidruma virsmu izplatas regularos atstātumos sekojoši paaugstinajumi un eelejas. Tee ir šķidruma virsmas viļņi, kuŗu gaŗums ir noteikts ar divu veenadu fazu punktu, peem., paaugstinajumu virsotņu, eeleju u. t. t. atstātumu. Kā redzam, te viļņošanas uzturetajs ir ne kaut kāds elastisks spēks, bet gan ūdens smagums, viņas avots — akmeņa kriteenā ātdotā kinetiskā enerģija. Periodiski starp kinetisko un potencielo mainidamās, ta aizeet pa šķidruma virsmu.

Novērojumi rāda, ka nupat aprakstitā viļņošana ir tikai ideals, domajams gadijums. Vertikali augšup un lejup šķidrumu daļiņas šūpotos tikai idealā šķidrumā. Realos šķidrumos, turpreti, viņas teek rautas ari sāņis. Tapēc to ceļš nav vis vertikalas taisnas linijas, bet vispārigā gadijumā noslēgtas, vairak vaj mazak izsteeptas ellipses, resp. riņķi. Tas labi redzams, ja viļņus rada gaŗā stikla kastē, ūdenim viņā peldošas sīkas dzintara drumstaliņas peebeŗot. Zīm. 226 schematiski attēlo atsevišķo daļiņu oscillacijas fazes ik pēc katras perioda divpadsmitās daļas. Kā redzam, ari te veena perioda laikā oscillacija noeet taisni veenu viļņa gaŗumu (no *1—12*). Tapēc ari te ir veetā sakars

$$v = \frac{\lambda}{T} = \lambda n .$$

Bet nu katru riņķejadu, resp. elliptisku kustibu var uzlūkot, kā divu linearu kustibu zumu. Tapēc ari zīm. 226. attēloto daļiņu kustibu var sadalit vertikalā un horicontalā. No ta redzam, ka te mums ir kā transversali, tā longitudinali viļņi. Virsmas slānī ūdens daļiņas šūpojas vertikali, bet tanī pat laikā pārveetojas ari horicontali.



Zīm. 226. Virsmas viļņi.

Ar to šī kustiba atšķiŗas no pag. § minetās viļņejadās kustibas šķidrumā, kur eespējami tikai longitudinali viļņi.

Līmeņa saviļņojums sneedzas visai dziļi. Pat tādā dziļumā, kas 350 reizes pārsneedz pašu viļņu augstumu, viņu var konstatet. Bet jo dziļak, jo mazaka ir amplitude, un sevišķi vertikalās komponentes amplitude. Tapēc, ja līmeņa tuvumā oscillejošās daļiņas ceļš ir riņķis, resp. plata ellipse, leelā dziļumā viņš ir visai gaŗa, horicontala ellipse: vertikalā komponente dziļumā pazūd. Tas jo sevišķi uzsveŗ, ka šķidruma eekšeenē ir eespējami tikai longitudinali, bet ne transversali viļņi.

Tomēr ne katrreiz oscillejošo daļiņu ceļi ir noslēgtas linijas. Parasti viļņu kalnu augstums ir leelaks par eeleju dziļumu, un aiz ša eemesla daļiņa veenmēr drusku pārveetojas viļņu izplatišanās virzeenā.

Sevišķi interesants šajos viļņos ir jautajums par viņu izplatišanās ātruma atkaribu no dažeem ārejeem faktoreem. Tīri transversalos, vaj tīri longitudinalos viļņos ātrums, kā to mēs redzesim vēlak, ir noteikts ar domatā materiala, t. i. izplatišanās apvidus elastiskām īpašibam un blīvumu. Šķidruma virsmas viļņos ātrums, turpreti, ir citu faktoru noteikts, un stāv deezgan komplicetā atkaribā no viņeem. Vispirms te dažadu garumu viļņi izplatas ar dažadeem ātrumeem, un parasti tā, ka jo garaks ir vilnis, jo ātraki viņš eet. Teorija rāda, ka te sakars starp v un λ ir

$$v = \sqrt{\frac{g}{2\pi}\lambda},$$

kur $g = 981 \frac{cm}{sec^2}$

Ne mazak leela loma viļņu ātrumā ir viņu augstumam, resp, amplitudei. Jo augstaks ir vilnis, jo leelaks ir viņa ātrums. Tapēc, ja viļņi, no kāda centra izeedami, berzes dēļ arveen top mazaki, viņu ātrums ari kļūst mazaks. Tas labi novērojams, ja dīķi eesveež akmeni un tad pagaida, kamēr raditee viļņu riņķi aizeet labi tāļu no sava centra. Ja tagad viņos eesveež otru tādu pat akmeni, jaunee viļņi skreen daudz ātraki par vecajeem.

Tāpat no šķidruma dziļuma ātrums ir atkarigs. Jo dziļaks ir šķidrums, jo ātraki eet viņa virsmas viļņi. Tas izskaidrojams ar mazu berzes eespaidu (gar dibenu) un tapēc leelu (augstu) viļņu eespējamibu.

Kā augšejā formula rāda, virsmas viļņu izplatišanās ātrums ir no šķidruma individuelām īpašibam neatkarigs. Bet tas ir tā tikai pee dziļeem viļņeem. Ja viļņi ir īsi un aprobežojas ar šķidruma plānu virsmas slāni, loma ir ari šķidruma īpašibam un vispirmā kārtā viņa virsmas spraigumam. Tas ari saprotams, ja visa viļņu sistema nav nekas cits, kā eeleektu un izleektu līmeņu virkne, kapēc te parastajam hidrostatiskam speedeenam, kas nosaka valņa nolaišanās ātrumu, peeveenojas vēl leelaks vaj mazaks virsmas (L a p l a c e'a) speedeens. Sagaidams, ka leelaks ātrums būs ta šķidruma viļņeem, kuŗa virsmas spraiguma koeficients ir leelaks. To novērojumi ari apstiprina.

Šī jautajuma teorija ir kompliceta. Ja ņem ari viņu vērā, virsmas viļņu izplatišanās ātruma v atkaribu no viļņu garuma λ var rakstit

$$v = \sqrt{\frac{g}{2\pi}\lambda + \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\alpha}{2g\delta}}$$

Te α ir virsmas spraiguma koeficients, δ — šķidruma blīvums. No ta redzam, ka pee leeleem λ otrais loceklis zem kvadratsaknes ir atmetams, pee mazeem λ, turpreti, paleek tikai viņš. Tas dod eespēju, ja izmērī λ un v, aprēķināt α — domatā šķidruma virsmas spraiguma koeficientu, resp. kapilaro konstanti. Tapēc šādus sīkus viļņus, kuros šai konstantei ir loma, sauc kapilarus viļņus.

§ 166. Viļņa virsma. Huygens'a princips. Difrakcija. Materielu punktu rindas viļņošanu mēs ņēmam kā viļņejadās kustibas izplatišanās veenkāršako peemēru. Bet, kā veegli saprast, dabūtee rezultati atteecinami uz kaut kuru, quasi-elastisku spēku saistitu div- un trīsdimensionelu punktu sistemu, kādi, peem., ir realee dabas ķermeņi, ja punktu veetā domajam viņu molekulas, resp. noteiktas molekulu grupas. Ja ķermenis ir homogens un izotrops, viļņejadā kustiba, kādā noteiktā punktā radusees, izplatas pa viņu uz visām pusem ar veenu un to pašu ātrumu, kapēc visu no viļņu centra veenadā atstātumā esošo punktu vibraciju fazes kuru katru brīdi ir veenadas. Šos punktus savā starpā saveenodami, dabujam noslēgtu sferisku virsmu, saukto viļņa virsmu. Viļņu virsma homogenā un izotropā ķermenī (apvidū) ir sferiska, kapēc viņā izplatošos viļņus sauc sferiskus viļņus.

Jo tāļak viļņa virsma eet no centra, jo līdzenaka viņa top. Bezgaligā — praktiski ļoti leelā atstātumā, tās kāda neleela daļa ir jau pilnigi līdzena. Tad var runat par līdzeneem viļņeem. — Ari citu formu, peem., elliptiski, viļņi ir dabujami (sk. tāļak).

Katrs vilnis nes sev līdz zinamu enerģiju, kas izteicas viņa amplitudē. Dabiski ir peeņemt, ka visa viņa sadalas pa viļņa virsmu (sferu) veenmērigi, kapēc var runat par viļņa enerģijas blīvumu, ar to saprotot to viņas daudzumu, kas nāk uz veenas virsmas veenibas. Ja visa vilnī esošā enerģija ir E, viņa sferas radiuss R, tad enerģijas blīvums ω

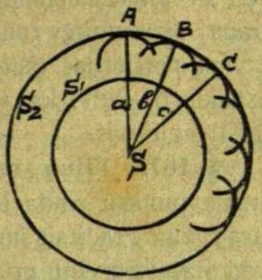
$$\omega = \frac{E}{4\pi R^2},$$

jo $4\pi R^2$ ir sferas virsmas laukums. Ja ar ω tanī pašā laikā sapratisim enerģijas intensitati J, tad no uzraksitās veenadibas redzam, ka viļņa intensitate mainas atstātuma kvadratam preteji proporcionali. Diveem atstātumeem R_1 un R_2 dabujam

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{R_2^2}{R_1^2}.$$

Tā intensitati kādā noteiktā veetā, peem., pee R_1, zinadami, varam viņu aprēķināt kaut kurā citā atstātumā no viļņu centra.

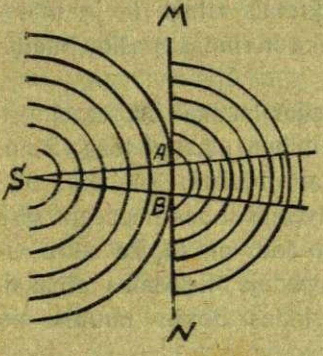
Viļņu izplatišanos mēs varam eedomatees divejadi. Vispirms varam peeņemt, ka veena un ta pati virsma, ar laiku augdama, no paša centra peeņemto kustibu pa saveem radiuseem, kā stareem nes taisnā virzeenā. Tā eegūstam jēdzeenu par staru, starveidigu izplatīšanos, kas sevišķi eesakņojusees optikā. Bet var domat ari citadi — mazak ģeometriski, bet vairak fizikali. Ja kādā mirklī t_1 viļņa sfera ir S_1 (zīm. 227.), tad varam peeņemt, ka visi viņas punkti $a, b, c, \ldots$, šinī brīdī kustibā eerosinadamees, paši top par sferisku viļņu centreem, no kuŗeem tee ar to pašu ātrumu izplatas uz visām pusem. Kādā ļoti īsā laika sprīdī τ, mirklī $t_2 = t_1 + \tau$, viņu vibracijas būs peepildijušas neleelas elementarsferas ar radiuseem $aA, bB, cC, \ldots$. Šo pēdejo kopejā aptvertne S_2 tad būs ta sfera, līdz kuŗai laikā t_2 viļņi no centra S būs aizgājuši. Nu pēdejās punkti atkal darbosees kā viļņu centri, dodot savas elementarsferas, kuŗu kopejā aptvertne S_3 dos nākošo viļņu sferu u. t. t. Tā viļņejadā kustiba, pee S eesākusees, no punkta uz punktu pāreedama un nepārtraukti jaunus centrus radidama, izplatas uz visām pusem. Tā tad kaut kuŗa punkta vibraciju domatā mirklī nosaka ne teeši pa taisnu liniju no centra atnākušais impulss, bet visu ap viņu esošo punktu, jauno centru, kopdarbiba.



Zīm. 227.
Huygens'a princips.

Šis eeskats izrādas ārkārtigi noderigs daudzu viļņejadās kustibas īpašibu izskaidrošanai; sevišķi te minama viļņu refleksija, refrakcija un galvenā kārtā — difrakcija. Viņu pirmo reizi formuleja Huygens's, kapēc viņš pazīstams Huygens'a principa vārdā.

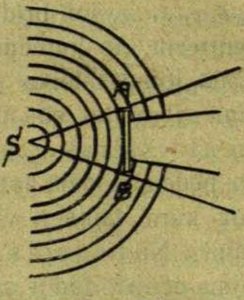
Eedomasimees centru S, kas dod nepārtrauktu sferisku viļņu plūsmu, peem., ūdens viļņus. Zinamā atstātumā no viņa noveetosim ekranu (dēli) MN (zīm. 228) ar šauru spraugu AB. Varetu domat, ka viļņi, taisnā virzeenā izplatidamees, līdz MN nonākuši, apstāsees, resp. nāks atpakaļ, un ka tikai konusa ASB eeslēgtā viņu daļa izees spraugai cauri, atkal taisnā virzeenā ekrana (dēļa) aizmugurē aizplūzdama. Bet nu izrādas, ka visos realos gadijumos visa dēļa aizmugure peepildas ar viļņeem, kuŗu sferas ir koncentriskas, ar centru spraugā. Te eespaids ir tāds, ka viļņi, spraugai cauri eedami, ap viņas malam itkā apleecas, itkā tee eet ne pa taisnām, bet līkām linijam. Šo parādibu sauc viļņu difrakciju; viņai leela loma optikā. Kā redzam, viņa pilnigi un veegli izskaidrojama no Huygens'a principa veedokļa raugotees: viļņus ekrana aizmugurē dod ne teeši S, bet gan eepreekšejo viļņu eerosinatee, pašas spraugas punkti starp A un B.



Zīm. 228.
Viļņu difrakcija.

Difrakcija ir jo leelaka, jo šauraka, salīdzinot ar viļņu gaŗumu, ir sprauga. Arī viņas atstātums no viļņu centra te ir no svara. Sīkaki to apskatisim, kad runa ees par difrakciju optikā.

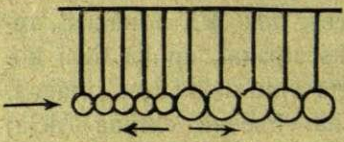
Tādā pat ceļā izskaidrojama difrakcija ap s t ū r i. Viņa schematiski attēlota zīm. 229. Te ekrana aizmugurē rodas viļņi, kuŗu centri guļ uz viņa periferijas (šķērsgreezumā punkti A, B). Eespaids ir tāds, ka viļņi eet ne taisni, bet ap šķērsli apleecas.



Zīm. 229.
Difrakcija ap šķērsli.

§ 167. Viļņu refleksija. Refrakcija. Ja domatā punktu rinda ir bezgaliga un homogena, viņas sākumā raditais impulss a t s e v i š ķ a v i ļ ņ a veidā aizeet pa viņu un atpakaļ nekad neatgreežas. Tas atteecinams kā uz transversaleem, tā longitudinaleem viļņeem. Tam analoģisku parādibu atrodam elastigu ložu virknē, kad pa viņu izplatas treeceena impulss. Ja visas lodes ir veenadām masam un veenadi elastigas, katra eepreekšejā, nākošai uzsitusees, pilnigi tai atdod savu enerģiju un pati paleek meerā. Tā treeceena impulss aizeet un, ja ložu virkne ir visai (bezgala) gaŗa, nekad neatgreežas.

Citadi tas ir gadijumā, ja punktu rindā kaut kādā veetā ir pārtraukums (gals), vaj ja viņas kādā veetā mainas tās īpašibas, peem., punktu beežums, saistiba, masas u. t. t. Tad te viļņa impulss sadalas divās daļās: veena daļa turpina eet uz preekšu, kaut gan ar citadu ātrumu un, vispārigi, arī citā virzeenā, otrā daļa — greežas atpakaļ. Šo parādibu sauc viļņu r e f l e k s i j u. Reflektetais vilnis ir jo intensivaks, jo krasaka ir rindas īpašibu maiņa domatā veetā.



Zīm. 230. Refleksija.

Arī refleksijas labakai izpratnei noder analoģija ar mineto elastigo ložu virkni. Ja pēdejā ir aprobežota, kā zīm. 93., tad pa kreisi atvēztās lodes treeceens viss pāreet uz pēdejo lodi un tā, ka starp viņām esošās paleek pilnigi meerā. Bet nu pēdejā, krizdama atpakaļ, dod treeceenu pretejā virzeenā. Tā pirmās lodes dotais impulss no virknes gala itkā reflektejas.

Domasim virkni tādu, kā zīm. 230. Kamēr no kreisās puses nākošais impulss izplatas pa m a z o ložu rindu, katra eepreeksejā no tām, visu savu enerģiju nākošai atdodama, pati paleek meerā. Kad treeceens nonāk līdz pēdejai, rodas traucejums. Pret leelo atsitusees, mazā lode gan tai daļu savas enerģijas, resp. ātruma, atdod, tā visu leelo ložu rindu eekustinadama, bet tanī pat laikā no viņas atlec, kā to prasa § 72. likumi. Atlekusi, viņa speež uz nākošo mazo, ta atkal uz nākošo, un tā no tās veetas, kur mazā lode sastopas ar leelo, rodas uz kreiso pusi vērsts impulss. Tā tad no šīs veetas daļa krītošā impulsa reflektejas, daļa pāreet leelo ložu kustibā. Kā redzams, reflektetā daļa būs jo leelaka, jo leelaka ir ložu masu starpiba.

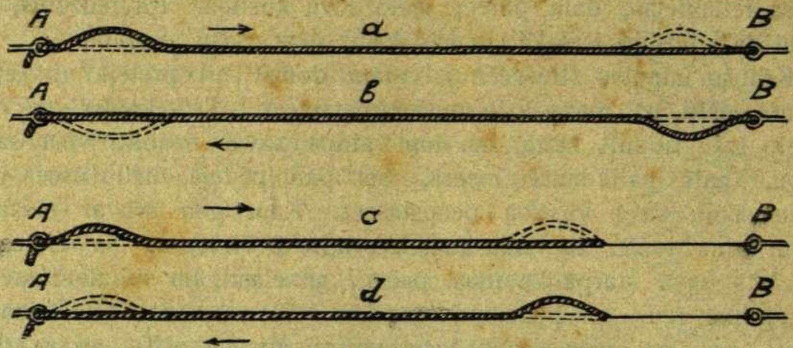
Krītošo impulsu (treeceenu) varam domat ari pretejā virzeenā, t. i. no leelo uz mazo ložu pusi izplatamees. Tad, kamēr viņš ees pa leelo ložu rindu, katra no tām atdos savai nākošai visu savu kustibu, pati palikdama meerā, bet pati pēdejā, uzdūrusees pirmai mazakai, savā kustibā neapstāsees. Kaut gan ari ar mazaku ātrumu, viņa tomēr turpinās kustetees agrakā virzeenā. Ja nu leelās lodes būs savā starpā saistitas, peem., ar elastigām spiralem saveenotas, pirmā raus ari pēdejo uz preekšu. Šis rāveens kā zinams impulss ees pa visu leelo ložu virkni atpakaļ. Tā ari te tanī veetā, kur leelo ložu virkne sastop mazās lodes, krītošais impulss dalas: veena viņa daļa eet agrakā virzeenā, otra — reflektetā nāk ar agrako ātrumu atpakaļ.

Tā veenā, kā otrā gadijumā mēs novērojam refleksiju. Bet kā redzam, refleksijas raksturs te ir dažads. Pirmā gadijumā, kad treeceens no mazo ložu rindas pāreet uz leelajām, reflektetās kustibas virzeens ir krītošās kustibas virzeenam pretejs. Otrā gadijumā, turpreti, abi virzeeni ir veenadi.

Te aplūkotā treeceena izplatišanās pa ložu virkni realai viļņejadai kustibai ir vairak nekā analoģija. Viļņus mēs dabujam realos ķermeņos; bet šo molekulas mēs ar zinamu teesibu veenmēr varam uzlūkot kā quasi-elastiski saistitas elastigas lodes. Tapēc ari varam domat, ka longitudinālā viļņa īpašibas ir ļoti tuvas aprakstitā impulsa īpašibam, viņa refleksija — šī pēdejā refleksijai. Bet nav grūti peerādams, ka ari transversalā viļņa izplatišanās un refleksija noteek tāpat. Tā eegūstam viļņa izplatišanās un refleksijas fizikalo jēdzeenu.

Mūsu modelī leelās lodes reprezentē leelaka, mazās lodes mazaka blīvuma apvidu. Tā redzam, ka kādam vilnim no leelaka blīvuma apvidus reflektejotees, veenmēr mainas viņa faze uz pretēju. Ja refleksija noteek pee mazak blīva apvidus, faze paleek nemainijusees. Bet fazes maiņa uz preteju nozīmē pusviļņa starpibu. Tapēc varam sacit, ka pirmā gadijumā refleksija saistita ar pusviļņa zaudejumu.

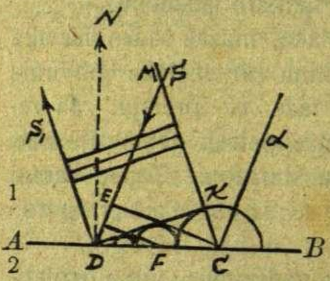
Sacitais veegli demonstrejams ar realu gadijumu: viļņu izplatišanos pa eesteeptu, vairak metrus garu virvi, vaj gumijas cauruli. Ja viņas gali nekustami, teeši peestiprinati pee kādas seenas, kā tas attēlots zīm. 231,*a* un *b*, tas nozīmē, ka viļņi beidzas blīvakā apvidū. Kā redzam, teešām, pee *A* raditais valnis reflektejas no *B* un nāk uz A atpakaļ kā e e l e j a; tā tad faze ir preteja — pusvilnis ir zudis. Ja, turpreti, veens virves gals ir eeseets teevā deegā (mazak blīvs apvidus), pee viņa valnis reflektejas bez fazes maiņas (zīm. 231 c, d).



Zīm. 231. Virves viļņi.

Veegli saprotams, ka tas pats būtu tad, ja veena vaļņa veetā laistu veselu vilni. Ja pirmā gadijumā (a, b) viņam papreekšu eetu e e l e j a, reflektetam vilnim preekšā būtu p a a u g s t i n a j u m s. Otrā ģadijumā viļņa veids nemainitos.

Citu refleksijas likumu noskaidrošanai ļoti noderigs ir H u y g e n s'a princips, ar kuŗu eepazinamees pag. §. Peeņemsim, plāksma AB (zīm. 232) ir robeža starp diveem apvideem (1) un (2); apvidus (2) lai būtu blīvaks par (1). Veenkāršibas dēļ domasim krītošo vilni līdzenu, ar viļņa virsmu ML. Katrs virsmas AB punkts, peem., C, F, D, ..., līdz kuŗam vilnis nonāk, tūliņ pats top par centru, no kuŗa uz visām pusem izplatas jauni, bet ta paša perioda viļņi. Interesedamees tikai to viņu daļu, kas nāk apvidū (1), mēs no zīmejuma redzam, ka slīpi krītošā vilnī punktā C kustiba nonāk ātrak, nekā punktā D. Tapēc, kad D tikko sak kustibā eerosinatees, punkts C jau ir paspējis ap sevi radit viļņu sferu, kuŗas radiuss ir ED. Kādam citam punktam F šīs sferas radiuss ir cits. Tā redzam, ka tādā tīri ģeometriskā ceļā, ja zinam viļņu izplatišanās ātrumu, varam viseem virsmas punkteem konstruet viņu elementarās sferas. Acimredzot viņu aptvertne DK tad ir mekletā reflektetā viļņa virsma un pret to vilktās normalās linijas ir viņa izplatišanās virzeens. Var peerādit, ka ari šī virsma ir līdzena.

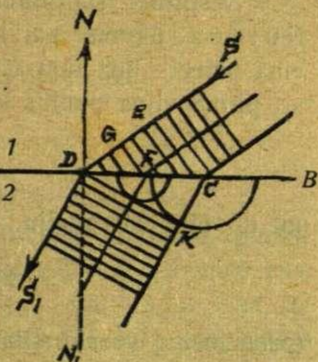


Zīm. 232.
Viļņu refleksija.

Vilksim no D virsmas AB normali N. Tad var peerādit, ka $\angle SDN = \angle NDS_1$. Bet SD ir „krītošā" viļņa virzeens, saukts

„krītošais stars", DS_1 — „reflektetais stars". Tā dabujam likumu, kuŗš līdzigs lodes refleksijas likumam (§ 73): krišanas leņķis ir veenads ar refleksijas leņķi.

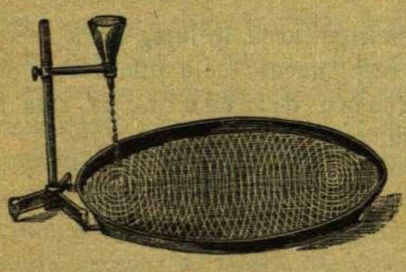
Tādā pat kārtā, leetojot Huygens'a principu, dabujam tos likumus, pēc kuŗeem vilnis izplatas, eeeedams (*2*) apvidū. Peeņemsim zīm. 233. AB ir atkal abu virsmu robeža, bet tagad sekosim centru C, F, D.... doto elementarviļņu propagacijai otrā apvidū. Ja viņā viļņu izplatišanās ātrums ir mazaks nekā apvidū (*1*), C sferas radiuss CK būs mazaks par ED, tāpat nākošās sferas F radiuss būs mazaks par DG u. t. t. Aiz ša eemesla visu elementaro viļņu aptvērtne DK dos ar AB mazaku leņķi. No ta redzam, ka krītošais stars SD un līdz ar viņu vilnis, apvidū (*2*) eegājis, maina savu virzeenu uz DS_1. Viņš itkā pārlūst, tuvodamees virsmas normalei NN_1. Tapēc šo parādibu sauc viļņu laušanu jeb refrakciju. Kā redzam, viņas eemeslis ir izplatišanās ātrumu dažadiba apvidos (*1*) un (*2*). Jo mazaks ir ātrums pēdejā, jo vairak vilnis teek lauzts, jo leelaka ir refrakcija. Zinot abus ātrumus, var veenmēr lauztā stara virzeenu aprēķināt (sk. § 173).



Zīm. 233. Refrakcija.

Refrakcijas, tāpat kā refleksijas likumus pamatigak studesim optikā. Tagad atzīmesim, ka ne tikai līdzeneem viļņeem der dabūtee rezultati, bet ari citeem, peem., sferiskeem, elliptiskeem u. c.

Nupat dabūtee likumi veegli pārbaudami pee viļņeem, kuŗus dabujam uz šķidruma, peem., ūdens vaj dzīvsudraba virsmas. Ja kādā platā, ar ūdeni pilditā traukā regulari leek krist ūdens pileeneem, uz ūdens virsmas rodas skaisti sīki vilniši. Nogājuši līdz trauka seenām, viņi tur reflektejas. Ja traukam ir elliptiska forma, un ja pileeni krīt veena viņa degpunktu veetā, reflektetee viļņi, sekodami refleksijas likumam, savācas otrā degpunktā, kā tas redzams zīm. 234. Apaļā traukā reflektetee viļņi saeet viņa centrā. Bet tā kā te sastopas ejošee un nākošee viļņi, rodas sarežģijumi — tā saucamā viļņu interference. Par viņu runasim nāk. §.


Zīm. 234. Ūdens viļņu refleksija.

§ 168. Viļņu interference. Stāvviļņi. Interesants ir jautajums, kas noteek, ja kadā punktā sanāk kopā divi vaj vairak viļņi. Kas, peem., noteek tajos punktos, kur no diveem rāmā ūdenī eemesteem akmeņeem radušees viļņu riņķi krustojas? Šim jautajumam ir visai leela nozīme, jo ar to saistitās parādibas viļņejadai kustibai ir ļoti īpatnejas.

Vispirms saprotams, ka ari viļņejadā kustibā ir veetā otrais Ņutona likums par kustibas neatkaribu no ta, vaj punkts, uz kuŗu viņa pāreet, līdz tam ir bijis meerā, vaj kaut kā kustejees. Tapēc, ja no pirmā viļņa punkts kādā mirklī t eegūst elongaciju

$$y_1 = A_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda}\right)$$

un no otrā elongaciju

$$y_2 = A_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda}\right),$$

(peeņemsim, veenkāršibas dēļ, ka abu viļņu periodi T ir veenadi), tad rezultejošā elongacija būs abu viņu zuma:

$$y = y_1 + y_2 .$$

Kā redzam, ari viņa būs periodiska laika un veetas (x_1, x_2) funkcija. Ar deezgan veenkāršām, bet pagaŗām matematiskām operacijam y-am var dot veidu

$$y = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \varphi\right)$$

un rādit, ka jaunās kustibas amplitude A ir saistita ar agrakajām

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A\ A_2 \cos 2\pi \frac{x_1 - x_2}{\lambda} .$$

Tā tad rezultejošā amplitude ir atkariga no ta leeluma $s = x_1 - x_2$, kas rāda, kāda ir abu viļņu fazu, resp. noeeto ceļu diference. Šo leelumu sauc viļņu, resp. staru g ā j u m u d i f e r e n c i. Ja viņa ir tāda, ka ir veetā veena no veenadibam

$$2\pi \frac{s}{\lambda} = 2k\pi, \text{ kur } k = 0, 1, 2, 3, \ldots,$$

t. i. ja

$$s = 2k \cdot \frac{\lambda}{2},$$

tad $\cos 2\pi \frac{s}{\lambda} = 1$, un A ir maksimums:

$$A = A_1 + A_2 .$$

Ja gājumu diference dod

$$2\pi\frac{s}{\lambda}=(2k+1)\pi \quad (k=0,\ 1,\ 2,\ 3,\ldots,)$$

t. i. veenadibu

$$s=(2k+1)\frac{\lambda}{2},$$

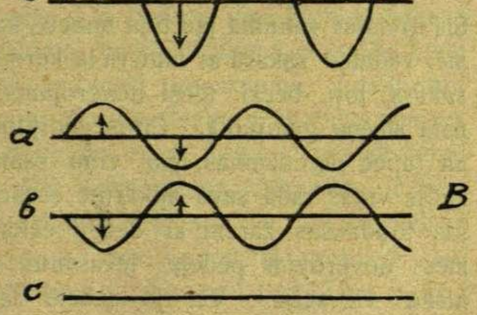
tad $\cos 2\pi\frac{s}{\lambda}=-1$, un amplitude te visur ir minimums:

$$A=A_1-A_2.$$

Tanī specielā gadijumā, kad vēl $A_1=A_2$, amplitude $A=0$.

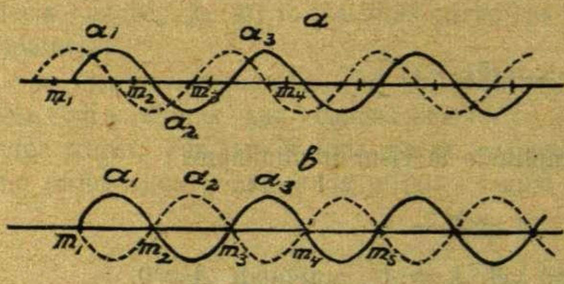
Tā dabujam pavisam negaidamu rezultatu: Ja domatais punkts pret abeem viļņu avoteem stāv tā, ka to staru gājumu diferencē pusvilnis eetilpst pāru skaitu reizes ($2k$), abu viļņu amplitudes viņā zumejas. Ja pusvilnis tur eeeet nepāru skaitu reizes ($2k+1$), amplitudes atņemas, un būdamas abas veenadas, dod 0: abi viļņi veens otru te iznīcina. Šo parādibu sauc viļņu i n t e r f e r e n c i. Kā redzam, viņa ir viļņejadai kustibai īpatneja. Tapēc visur tur, kur viņu novērojam, mēs atrodam viļņejadu kustibu.

Visveenkāršakais interferences gadijums ir tas, kad abi, resp. visi viļņi eet veenā linijā — veenados vaj pretejos virzeenos. Tādus mēs dabujam uz katras taisnas linijas, kas eet cauri diveem veenadu viļņu centreem (avoteem). Zim. 235,A attēlots gadijums, kad abeem ejošeem viļņeem a un b nav nekādas fazu starpibas. Tad viņu amplitudes katrā veetā zumejas; tā dabujam rezultejošo vilni c. Apakšejā zīmejumā, turpreti (zīm. 235,B), abu ņemto viļņu a, b fazes visur ir pretejas, kapēc rezultejošā sinusoida pārvēršas taisnā linijā c: abi viļņi veens otru pilnigi iznīcina.



Zīm. 235. Viļņu interference.

Sevišķi interesants un tāļakajam svarigs ir gadijums, kad divi veenadi viļņi eet pretejos virzeenos. Tādus mēs novērojam, kad uz eesteeptas, veenā galā pee seenas peestiprinatas virves sastopas viņas brīvā galā raditee un no seenas reflektetee viļņi. Pirmee zīm. 236,*a* attēloti veenlaidus, otree — raustitām sinusoidam. Viņu izplatišanos varam domat kā šo sinusoidu pārveetošanos pretejos virzeenos ar veenadeem ātrumeem. Kā redzam, punktos m_1, m_2, m_3, ... tad katru brīdī ir pretejas, punktos a_1, a_2, a_3, ... veenadas fazes. Pirmos virve būs pilnigi meerā, otros tās daļas svārstisees visintensivak: te amplitudes zumesees. Tā virve, krītošeem un reflekteteem viļņeem interferejot, pārklājas ar zīm. 236,*b* attēloto viļņu sistemu. Šee viļņi itkā nekustas, kapēc viņus sauc **s t ā v v i ļ ņ u s**. Punktus m_1, m_2. m_3, ..., kur svārstibas nav, sauc **m e z g l u s**. Kā redzam, viņi veens no otra stāv pusviļņa atstātumā. Veetas a_1, a_2, .., ar visleelakām amplitudem sauc par **b l ī z u m e e m**. Ari viņi veens no otra ir atstātumā $\frac{\lambda}{2}$. Atstātums starp mezglu un tuvako blīzumu ir $\frac{\lambda}{4}$.



Zīm. 236. Stāvviļņi.

Ari longitudinalos viļņos rodas šādi stāvviļņi. Par viņeem runasim turpmak.

Skaņas izcelšanās un izplatišanās.

§ 169. Skaņa kā gaisa viļņi. Intensitate. Augstums. Tembrs. Šīs nodaļas sākumā jau bija minets, ka **s k a ņ a s i z c e l š a n ā s** ir veenmēr vedama sakarā ar materielu ķermeņu mechaniskām vibracijam. Šis sakars ļoti beeži teeši novērojams, kā, peem., veenā galā eestiprinata steeņa gadijumā. Citos gadijumos, sevišķi, ja vibracijas ir beežas un tapēc neredzamas, par viņu esamibu spreežam pēc tām kustibam, kuŗas viņas rada savā apkārtnē esošos ķermeņos. Tā, peem., skanošas toņdakšas zaram ar deegā eekārtu korkas gabaliņu peeskaŗotees, mēs novērojam pēdejā lēkašanu: viņu eekustina toņsdakšas mechaniskā vibracija. Vēl jo labaki tas novērojams, ja dakšu tuvina ūdens virsmai: ūdens no peeskaršanās veetas teek uz visām pusem izšļākats. Tā tad skaņas avots ir ķermeņu mechaniskās periodiskās vibracijas.

No otras puses, skaņa ir eespējama tikai tur, kur starp viņas avotu un mūsu ausi ir kāds materiels vidutajs. Parasti tāds ir atmosferas gaiss. Viņa loma skaņas parādibās redzama šādā eksperimentā. Ja kādu skaņas avotu, peem., automatisku, resp. elektrisku zvanu noveeto telpā, no kuŗas gaisu var izpumpet, tad jo speedeens viņā top mazaks, jo vājaka paleek skaņa, un beidzot pavisam apklus. Skaņa top atkal dzirdama, ja gaisu laiž telpā atpakaļ. Tā gaiši redzams, ka gaiss skaņas izplatišanās procesā spēlē vidutaja lomu.

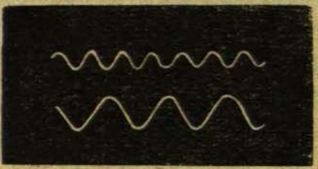
Ar to skaņas fizikalā daba teek pilnigi noskaidrota. Viņa, acimredzot, nav nekas cits, ka tee gaisa viļņi, par kuŗu īpašibam runajām pag. §§. Skanošā ķermeņa periodiski raditee gaisa retinajumi un sabeezejumi, regularu viļņu veidā līdz mūsu ausij nonākdami, zinamos gadijumos rada viņā periodiskus mechaniskus eespaidus — skaņas sajūtu. Tapēc ari runā par skaņas viļņejado raksturu, par skaņas viļņeem, viņu ātrumu, periodu u. t. t. Ar to saprot no skanošā (vibrejošā) ķermeņa nākošos gaisa, resp. cita kāda vidutaja longitudinalos viļņus.

Skaņa ir raksturota ar trim pazīmem: viņas intensitati, toņa augstumu un nokrāsu jeb tembru. Aplūkosim tagad katru no tām atsevišķi.

Skaņas intensitate, kā veegli saprotams, atkarajas no viļņa enerģijas. Jo intensivaki gaiss vilnī svārstas, jo leelaks ir viņa eespaids ausī, jo stipraka mums izleekas skaņa. Viļņa enerģija, savukārt, atkarajas no viņa dabūtā impulsa, t. i. amplitudes. Kā rādits § 40, oscillaciju gadijumā enerģija ir amplitudes kvadratam proporcionala. Bet, saprotams, ne visa skanošā ķermeņa vilnim atdotā enerģija nonāk līdz novērošanas veetai: gaiss, pastāvigi savu tilpumu un blīvumu mainidams, daļu savas enerģijas zaudē. Tā katrs skaņas vilnis ir leelakā vaj mazakā mērā dzeestošs, kapēc viņa sneegšanās tāļums ir aprobežots.

Toņa augstums ir tīri fizioloģiks jēdzeens, ar kuŗa palīdzibu mēs skaņas veenu no otras atšķiŗam. Lai dabūtu viņa fizikalo saturu, mums japeegreežas atkal eksperimentam, meklejot skaņu atšķiribā kādu objektivu pazīmi. Tādu mums atkal dod teeši novērojumi. Eestiprinot divu, veenadi resnu, bet dažadi gaŗu tērauda steeņu lejas galus spailēs, un leekot steeņeem skanet, mēs dabujam divus toņus: augstako dod īsakais, zemako gaŗakais steenis. Bet īsakā steeņa vibracijas ir beežakas, viņa svārstibu skaits veenā sekundē leelaks. Tā tad, jo leelaks ir vibraciju skaits, jo augstaks ir tonis. Aiz ša eemesla mēs šo vibraciju skaitu n varam peeņemt par objektivo toņa augstuma mēru.

Daudzos gadijumos viņš teeši izmērojams. Tā, peem., peestiprinot veenam toņdakšas zaram smailu asumu un velkot viņu pār apkvēpinatu stikla plati, papiru, vaj tml., mēs dabujam zīm. 237. attēlotās linijas. Viņas dod toņdakšu vibraciju grafiku. Kā redzam, tās ir tīra veida s i n u s o i d a s, kas norāda uz to, ka toņdakšu vibracijas ir visai harmoniskas. Nu saskaitot tos viļņus, kas stāv preti kādam noteiktam laika intervalam, peem., veenai sekundei, dabujam toņdakšu vibraciju skaitu n un līdz ar to toņa augstuma fizikalo izteiksmi.


Zīm. 237.

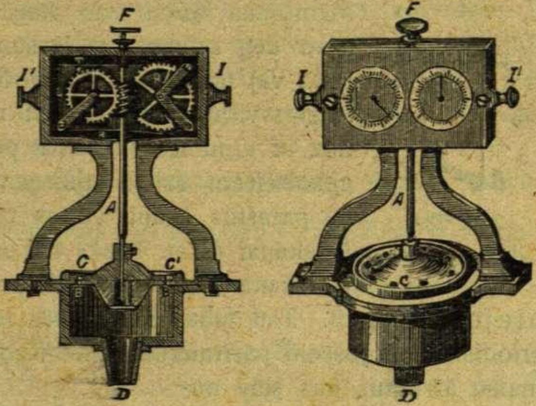
Ar šo paņēmeenu mēs eegūstam svarigu līdzekli objektivai dažadu skaņu salīdzinašanai. Zīm. 237. dotas divu toņdakšu sinusoidas. Kā redzam, no viņām teeši, pat bez laika zinašanas, varam dabūt toņu augstumu skaitlisko atteecibu (zīmejumā 1:2). Ar šādu metodi, kā tas jau sagaidams, mēs pārleecinamees, ka diveem ķermeņeem resp. toņdakšam, kādi viņi ari nebijuši, ja tikai viņi dod veenu un to pašu toni, ir veens un tas pats vibraciju skaits. Ar to mēs gūstam peerādijumu, ka toņa augstums ir tikai viņa vilnim raksturigā vibraciju skaita noteikts.

Trešā skaņas (toņa) pazīme ir viņas nokrāsa, saukta t e m b r s. Novērojumi māca, ka reti kad divi v e e n a d a a u g s t u m a toņi ir absoluti veenadi. Sevišķi tas sakams par tādeem, kuŗi nāk no dažadeem avoteem. Tā, peem., kāds noteikts vijoles tonis veenmēr skan citadi, kā tik pat augsts klaveeru, vaj cita kāda instrumenta tonis. Atrast divi pilnigi veenadas balsis ir gandrīz neeespējams: katrai balsij ir sava nokrāsa, savs tembrs. Tas izskaidrojams ar to, ka tikai retos gadijumos skanošais ķermenis vibrē pilnigi harmoniski, ar veenu veen periodu, t. i. dod veenu pašu tīru toni. Parasti viņam ir vairak, viņa leeluma, formas u. c. īpašibu noteikti periodi, kapēc ta p a m a t t o n i veenmēr pavada citi, galvenā kārtā tā saucamee v i r s r t o ņ i. Kaut gan viņi var būt vāji, tomēr savu nokrāsu, savu peeskaņu viņi pamattonim dod. Un atkaribā no ta, vaj pamattonis ir ar šīm peeskaņam bagataks, vaj nabagaks, viņam ir veens vaj otrs tembrs. Kā jau minets, ļoti tīra un harmoniska ir toņdakšas vibracija; tapēc viņai parasti nav nekāda tembra.

Sakarā ar pamat- un blakus-toņeem stāv visu skaņu eedalijums m u z i k a l o s t o ņ o s un t r o k š ņ o s. Troksnis ir tāds pat tīru toņu komplekss, bet viņā pavadtoņu intensitate maz ko atšķiŗas no pamattoņa intensitates; tapēc visa kompleksa augstums ir nenoteikts un izplūstošs.

§ 170. Toņa augstuma noteikšana. Sadzirdamibas robežas. Kā redzam, toņu augstuma noteikšanai akustikā ir leela loma. Tapēc tagad aplūkosim tās metodes, kuŗas tam nolūkam kalpo.

Vispirmā kārtā te krīt svarā tā saucamā s i r e n e s metode. Zīm. 238. dod C a g n i a r d d e l a T o u r'a sirenes schemu. Tā ir cilindriska metala bundža ar vākā eeurbtu caurumu B. Pa D bundžā stipru gaisa strūklu pūšot un caurumu B periodiski atverot un noslēdzot, dabūsim tās ārpusē regularus gaisa sabeezejumus un retinajumus, t. i. viļņus. Jo beežaki sekos veens otram šee noslēgumi un atvērumi, jo tuvaki veens otram stāvēs sabeezejumi un retinajumi, jo īsaki būs dabūtee viļņi; pee zinamas frekvences mēs viņus uztversim kā skaņas viļņus.



Zīm. 238. C. la Tour'a sirene.

Beeža B noslēgšana un atvēršana ar roku grūti izdarama; tapēc te leeto atteecigu mechanisku eetaisi. Virs bundžas vāka ap asi A var greeztees metala ripa, kurā pa kādu riņķi veenados atstātumos veens no otra eeurbti caurumi c un tā, ka ripai greežotees, viņi veens pēc otra stājas caurumam B preekšā. Tā ripai greežotees, bundža periodiski noslēdzas un atveras; pēdejais noteek tad, kad viņas vāka un ripas caurumi stāv veens otram teešī preti. Acimredzot tas notiks jo beežaki, jo ašaki ripa greezisees, un jo vairak viņā būs caurumu. Ja pēdejo ir m, un ja ripa apgreežas k reizes sekundē, sirenes toņa augstums, resp. vibraciju skaits ir

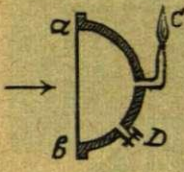
$$n = km.$$

Tā mainot ripas apgreešanās ātrumu, var pēc patikas mainit sirenes dotās skaņas augstumu.

Ripas apgreezeenus, kā to rāda zīmejums, skaita mechaniski ar vārpstas A un divu zobratu palīdzibu. Zinot, cik reizes kādā laika sprīdī apgreežas ripa, var veegli viņas dotā viļņa vibraciju skaitu aprēķināt.

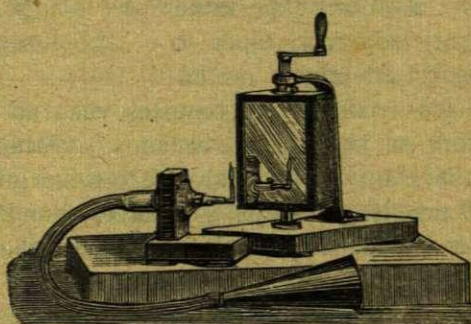
Ripu greež ar pašas bundžas gaisa speedeenu. Tam nolūkam caurumus B un C vākā un ripā urbj ne stāvus, bet slīpi. Speezdamees no apakšas cauri kanalam B, gaiss atsitas pret slīpo kanala C seenu un tā uz viņu slīpā virzeenā (ar horicontalu komponenti) izdara speedeenu, kapēc ripa sāk greeztees. Greešanās ātrumu var regulet, laižot bundžā stipraku vaj vājaku gaisa strāvu. Regulejot greešanās ātrumu tā, ka pašas sirenes tonis sakrīt (t. i. skan u n i s o n ā) ar pētamo toni, mēs dabujam pēdejā augstumu, resp. ta viļņa vibraciju skaitu.

Otra, ne mazak svariga ir tā saucamā j u t i g ā s (m a n o m e t r i s k ā s) l e e s m a s jeb r o t e j o š ā s p o g u ļ a metode. Šādu leesmu dabū, ņemot viņai vajadzigo deggazi no kameras, kuŗai veenas seenas veetā ir visai elastiga membrana. Tāda attēlota zīm. 239; *C* ir leesma, *D* — gazes peevads.



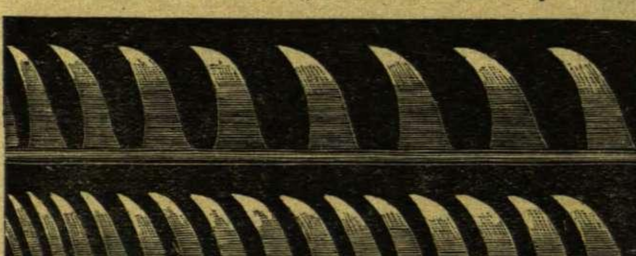
Zīm. 239.
Jūtiga leesma.

Membrana *ab* ir no kaučuka. Ķad viņa ir meerā, gaze deg ar meerigu leesmu. Ja, turpreti, membrana šādā vaj tādā ceļā teek satrīcinata, peem., ja viņu trāpa skaņas viļņi, tad tādā pat ritmā trīc kameras gaze un līdz ar viņu leesma. Tā pēdejā atsaucas uz viseem apkārtejeem satrīcinajumeem — viņa ir jūtiga. Bet nu parastos skaņu viļņos vibracijas ir visai beežas — *la* skaņai (skat. lejak) 435 sekundē; tapēc mēs leesmas vibrešanu neredzam. Tas panākams, aplūkojot viņu rotejošā spogulī. Tad viņas attēlu mēs redzam ne pastāvigi, bet ar periodiski sekojošeem pārtraukumeem. Ķad spoguļa rotacija sasneedz zinamu ātrumu, kas stāv noteiktā sakarā ar pašas leesmas vibrešanu, mēs redzam fiksetus atsevišķus leesmas stāvokļus — leesmas attēli itkā apstājas noteiktos atstātumos veens no otra, — un nepārtrauktas švītras veetā mēs dabujam gaišu zobu sistemu. Zīm. 240. dod šādu spoguli kopā ar jūtigo leesmu, zīm. 241 — viņā redzamos leesmas attēlus. Saskaitot viņus un aprēķinot spoguļa rotešanas frekvenci, var dabūt leesmas un līdz ar viņu ņemtās skaņas vibracijas skaitu.



Zīm. 240. Rotejošais spogulis.

No sacitā redzams, ka dabā ir domajami visdažadako augstumu toņi — kā visai zemi, tā visai augsti. Bet ne visus tos mūsu dzirdes organs ir spējigs uzņemt. Ir zinamas robežas, — kā uz augsto, tā zemo toņu pusi, ārpus kuŗām līdz mūsu ausij nonākušās vibracijas viņā skaņas sajūtu nerada. Kā vismazako vibraciju skaitu, kuŗu auss vēl uzņem, var peeņemt 16. Parastā muzikā viszemakais lee-



Zīm. 241. Leesmas attēls rotejošā spogulī.

totais tonis (kontrabass) ir ar apm. 30 vibracijam sekundē. Cilveka balss viszemakā note ir ar 80 vibracijam.

Augšejā sadzirdamibas robeža pee dažadeem individeem ir dažada. Ir ļaudis, kuŗi jau circeņa dzeesmu vairs nesadzird; citi, turpreti, dzird vēl visai augstus toņus. Var peeņemt, ka tomēr pāri par 50000 vibracijam sekundē neveena auss neuzņem. Muzikā visaugstakā leetotā skaņa (fleite) ir ap 4500.

Interesanti šīs robežas pārrēķināt viļņu gaŗumos. Ņemot skaņas izplatišanās ātrumu gaisā (skat. nāk. §.) $v = 330 \frac{m}{sec} = 33000 \frac{cm}{sec}$, mēs kā zemakās sadzirdamibas robežas viļņa garumu dabujam

$$\lambda = \frac{v}{n} = \frac{33000}{16} = ap\ 2000\, cm = 20\, m.$$

Augšejai robežai ($n = 50000$) tas dod

$$\lambda = \frac{33000}{50000} = 0{,}66\, cm = 6{,}6\, mm.$$

Kā redzam, robežas ir visai plašas.

§ 171. Skaņas ātrums gazēs. Skaņas viļņu izplatišanās ātrumu gaisā visveenkāršaki dabū, ja no kādas veetas uz kādu otru veenā un tanī pašā laikā sūta kādu optisku un akustisku signalu. Optiskais signals, kaut gan ari ar galigu ātrumu izplatidamees, tomēr skreen nesalīdzinami ātraki par skaņas vilni $\left(300000 \frac{km}{sec}\right)$. Tāpēc var peeņemt, ka salīdzinot ar skaņu, viņš izplatas pēkšņi. Zinot nu atstātumu starp signalu došanas un uzņemšanas veetām, un saskaitot sekundes, par cik skaņa, salīdzinot ar gaismu, nokavejas, teeši aprēķina viņas izplatišanās ātrumu. Saprotams, šinī metodē jaņem vērā ari vēja eespaids, jo paša gaisa pārveetošanās skaņas virzeenā tās absoluto ātrumu paceļ, un pazemina pretejā virzeenā. Vēja eespaidu izslēdz, laižot skaņu veenreiz veenā, otreiz pretejā virzeenā. Kā visticamakais no šādā ceļā dabūteem skaņas ātrumeem gaisā ir ņemams skaitlis

$$v = 332{,}7 \frac{m}{sec}$$

pee 0^0 C.

Skaņas ātrumu mēroja ari Regnault, kādam nolūkam tas izleetoja Parizes apakšzemes ūdensvadu, kas tanī laikā tika likts. 20 *km* gaŗas, 1,5 *m* resnas caurules veenā galā ar pistoli tika dots šāveens, kās ar atteecigu elektrisku eetaisi un chronometru tika reģistrets. Caurules otrs gals bija aizvilkts ar elastigu kaučuka membranu. Līdz tai nonācis, šāveena raditais gaisa, resp. skaņas vilnis uz viņu izdara speedeenu, kas atkal elektriska kontakta ceļā tika reģistrets. Izmērojot laiku starp abeem notikumeem (grafiski), Regnault no vairakeem novērojumeem dabū $v = 330{,}6 \frac{m}{sec}$. Šis skaitlis ir mazaks par brīvā atmosferā dabūto. Tas izskaidrojams ar teem eespaideem, kuŗus pee viļņu izplatišanās dod caurules seenas.

Kā jau minets agrak, skaņas viļņu izplatišanās ātrums ir vedams ceešā sakarā ar tās gazes elastiskām īpašibam, kurā tas noteek. Šāds sakars ir sagaidams, jo pats viļņu izplatišanās process tapēc tik ari ir eespējams, ka domatā gaze ir elastiga. Pirmais viņu deva Ņutons. Peeņemot, ka viļņa raditos retinajumos un sabeezejumos ir veetā Boyle-Mariotte'a likums, viņš dabū

$$v = \sqrt{\frac{p}{\delta}},$$

kur p ir gazes speedeens, δ — viņas blīvums. Atteecinot to uz gaisu pee $p = 1033\,gr$ un $\delta = 0{,}00129$ (0^0 C un $760\,mm$), aprēķinam

$$v = 283 \frac{m}{sec}.$$

Kā redzam, šis skaitlis ir mazaks par eksperimentalā ceļā dabūteem, pee kam diference ir daudz leelaka par eespējamo eksperimenta kļūdu. Laplace's uzrādija ta cēloni. Gaiss, skaņas vilnī sabeezedams un retinadamees, maina savu stāvokli tik strauji, ka pee saspeešanās attīstitais, resp. pee izplešanās patēretais siltums nepaspēj ar apkārtni izlīdzinatees: process ir ne izotermisks, bet gan adiabatisks. Tapēc te veetā ir ne Boyle-Moriotte'a likums

$$pv = const,$$

bet gan adiabatiskās maiņas likums

$$pv^{\varkappa} = const,$$

kur $\varkappa$ ir gaisa abu specifisko siltumu atteeciba. Ja viņai leek $\varkappa = 1{,}41$ (§ 129.), tad var rakstit

$$v = \sqrt{\varkappa \frac{p}{\delta}}$$

un tas tad dod $v = 332{,}4 \frac{m}{sec}$ — skaitli, kas tuvu stāv eksperimentali eegūtajam.

Gazes blīvums δ atkarajas no viņas temperaturas, kapēc sagaidams, ka tas būs tā ari ar skaņas ātrumu viņā. Liksim $p = bs$, kur

b ir barometriskais speedeens un s dzīvsudraba blīvums $= 13{,}6$. δ — gaisa blīvums — tanī pašā laikā ir ari gaisa $1\,cm^3$ masa. Izteicot viņu svara veenibās, dabujam $D = \delta g\,gr$ $\left(g = 981 \frac{cm}{sec^2}\right)$. Tapēc pee zinamas temperaturas t

$$v_t = \sqrt{\varkappa \frac{bgs}{D_t}}.$$

Bet

$$D_t = D_0 \frac{b}{760\,(1 + \alpha t)};$$

tapēc

$$v_t = \sqrt{\varkappa \frac{760 \, . \, s \, . \, g}{D_0} (1 + \alpha t)} = v_0 \sqrt{1 + \alpha t},$$

jo $v_0 = \sqrt{\varkappa \frac{760 \, . \, s \, . \, g}{D_0}}$ ir skaņas ātrums pee 0^0 C.

No ša rezultata taisam divus slēdzeenus. Vispirms, kā redzam, skaņas ātrums ir no gazes speedeena (retinajuma) pilnigi neatkarigs. Otrkārt, leekot $\alpha = \frac{1}{273}$ un $1 + \alpha t = \frac{T}{273}$, kur T ir gazes absolutā temperatura, redzam, ka skaņas ātrums ir absolutās temperaturas kvadratsaknei proporcionāls. To apstiprina ari novērojumi, kā tas redzams no sekošeem skaitļeem (gaisam):

t	-40^0	-20^0	0^0	$+10^0$	$+20^0$	$+30^0\,C$
v_t	305,37	318,24	332,6	336,61	342,52	348,32 $\frac{m}{sec}$

Atkaribā no gazu blīvuma dažadibam, resp. gazes dabas, skaņas izplatišanās ātrums dažadās gazēs ir dažads. Tas redzams no šādeem skaitļeem:

Gaze	$v \frac{m}{sec}$
Broms (tvaiki) . .	135
Chlors	206
CO_2	270
Gaiss	332
Metans	432
Ūdeņradis	1280

Sevišķi leels ir skaņas ātrums ūdeņradī.

§ 172. Skaņas ātrums ceetos ķermeņos un šķidrumos. Ceetos ķermeņos, kā redzejām § 164., eespējami kā transversali, tā longitudinali viļņi. Pirmee rodas, ķermenī šķeebes deformacijam izceļotees, otree pee tilpuma deformacijam. Bet tā kā abi šo deformaciju veidi ir noteikti dažadi, tad dažadi ir ari šo viļņu izplatišanās ātrumi.

Pagaidam domasim longitudinalos viļņus, kuŗi skaņas parādibās krīt svarā pirmā veetā. Ta paša eemesla dēļ, par kuŗu runajām pag. §, saprotams, ka ari te viļņu izplatišanās ātrums ir ķermeņa elastisko īpašibu noteikts. Ar metodem, kas top jo veenkāršas augstako matematiku palīgā ņemot, skaņas ātrumu ceetā ķermenī dabujam

$$v=\sqrt{\frac{E}{\delta}}.$$

Te E ir veelas elastibas (Young'a) modulis (§ 68), δ blīvums. Dzelzij ar $E=20000\frac{kg}{mm^2}=2.981.10^9\frac{dine}{cm^2}$, un $\delta=7{,}8\frac{gr}{cm^3}$ tas dod

$$v=\sqrt{\frac{2.981.10^9}{7{,}8}}=5020\frac{m}{sec}.$$

Teešā ceļā skaņas ātrumu dzelzī mekleja Biot, ņemot palīgā ap 950 m gaŗu cauruli. Radot veenā viņas galā skaņas impulsu, viņš otrā dabū divus: veenu, kas nāk pa caurules seenām (dzelzi), otru, kas nāk pa caurulē esošo gaisu. Zinot pēdejā ātrumu 332 $\frac{m}{sec}$ un izmērojot laika sprīdi starp abu impulsu peenākšanu, Biot dabū skaņas ātrumu dzelzī

$$v=3475\frac{m}{sec}.$$

Kā redzam, šis skaitlis stipri atšķiŗas no augšejās formulas dotā. Tas ari sagaidams, jo Biot leetotās caurules materiala elastibas modulis vareja $20000\frac{kg}{mm^2}$ ari nebūt; kā mēs no § 68. zinam, metalu elastiskās īpašibas leelā mērā mainas ar viņu apstrādašanu.

§ 174 mēs eepazīsimees ar tā sauc. Kundt'a metodi, kuŗa dod jo precizus rezultatus skaņu viļņu izplatišanās ātruma mērošanā.

Ari šķidrumi ir skaņas vaditaji, kaut gan sliktaki kā ceeti ķermeņi. Viņos tās ātrumu dabū pēc formulas

$$v=\frac{1}{\sqrt{\beta\delta}},$$

kur β ir saspeežamibas koeficients (§ 77) un δ blīvums. Ūdenim pee

4^0 C $\delta = 1$ un $\beta = 50 . 10^{-6}$, ja speedeens p mērots atmosferās. Pārejot uz *CGS*-sistemu, dabujam

$$v = 1424 \frac{m}{sec}.$$

Eksperimentali skaņas ātrumu ūdenī mekleja Sturm's un Colladon's, 1827. gadā uz Žeņevas ezera. Ar ūdenī eegremdetu zvanu akustisku, un reizē optisku signalu dodot, viņi 14 *km* atstātumā ar ūdenī eelaistu klausamo ragu gaidija skaņas peenākšanas mirkli. Tādā ceļā viņi pee 18,1° C dabuja ātrumu $1435 \frac{m}{sec}$.

Ar mineto Kundt'a metodi var dabūt ari citu šķidrumu skaņas vadišanas ātrumu. Nākošā tabelē ir doti skaņas ātrumi dažos ceetos un šķidros ķermeņos:

Veela	$v \frac{m}{sec}$
Stikls.	5600
Tērauds.	4900
Dzelzs	3800
Varš	2100
Svins	1300
Korka.	480
Kaučuks	34—70
Ūdens	1435
Eteris.	1039

Kā redzam, skaņas ātrumi ir ļoti dažadi. Sevišķi neecigi viņi ir korkā un kaučukā. Kā redzejām § 68, šo materialu elastikās īpašibas stāv visai izcilus. Viņi ir ļoti slikti skaņas vaditaji, kapēc tos var leetot kā skaņas izolatorus.

§ 173. Skaņas refleksija un refrakcija. Atbalss. Skaņas vilnis, gaisa longitudinals vilnis būdams, padots teem pašeem refleksijas un refrakcijas likumeem, par kuŗeem runajām § 170. Savā izplatišanās ceļā kādu pārtraukumu, resp. šķērsli, peem., seenu, kalnu, mākoni, vaj taml. sastapis, viņš no ta reflektejas. Ja viņa virzeens ir pret šķēršļa virsmu normals, viņš reflektejas normali; ja viņa krišanas virzeens dod ar normali kādu leņķi, tādu pat leņķi ar to dod reflektetā viļņa virzeens. Šīs īpašibas dēļ izklaidetus skaņas „starus", leekot viņeem reflektetees no atteecigi eeleektas virsmas, var savākt veenā veetā — fokusā. Tas labi novērojams, leetojot divus neleelus eeleektus (sferiskus vaj paraboliskus) spoguļus: ja veena spoguļa degpunktā noveeto kabatas pulksteni, otra — leelā atstātumā noliktā spoguļa degpunktā jūtigu leesmu, pēdejā redzami reaģē uz pulksteņa tikšķešanu.

Skaņas refleksijai japeegreež leela vēriba pee to telpu izbūves, kuŗas nolemtas runām (auditorijas), muzikaliskeem preekšnesumeem un taml. Ar atteecigas formas seenām un greesteem var sasneegt to, ka kādā zales veetā izrunato skaņu var sadzirdet visās viņas veetās. Jo vairak tas ir veetā, jo labaka, kā saka, ir zales „akustika". Viņas aprēķinašanai jaņem vērā daudzas leetas, kas to padara ļoti komplicetu. Praktiski ir gandrīz neeespējami uzbūvet divas veenadas telpas ar pilnigi veenadām akustikam, jo vairak tapēc, ka ja telpas plašums pārsneedz zinamu leelumu, viņā rodas traucejoša a t b a l s s. Atbalss ir reflektetā izrunatā skaņa. Viņu novērojam ari brīvā dabā, leelu ēku, kalnu, mežu un taml. tuvumā. Bet dzirdama viņa ir ne katrā veetā, bet gan tikai sākot ar noteiktu attāļumu no reflektejošās seenas, kalna etc. Tas izskaidrojams ar to, ka skaņai, ejot līdz seenai un atpakaļ, vajadzigs zinams laiks. Kad pēdejais ir īsaks, vaj tikpat gaŗš, kā tas, kuŗu mūsu dzirdes organs patur uzņemto skaņas eespaidu, nekāda atbalss nav dzirdama. Bet normala auss peepatur uzņemto eespaidu ap 0,1 *sec*, kādā laikā skaņa gaisā noskreen ap 34 *m*. No ta redzam, ka atbalss būs dzirdama tikai tad, kad skaņas devejs būs seeņai ne tuvaki par 17 metreem.

Ja reflektejošo seenu ir vairak, atbalss ir d a u d z k ā r t i g a. Ir veetas, sevišķi kalnos, kuŗās izrunatā skaņa atkārtojas desmit un vairak reizes. Ar dauzkārtigu refleksiju izskaidrojama pērkoņa „graušana": zibiņa (elektriskās dzirksteles) dotais skaņas vilnis, vairakkārtigi starp zemi un mākoņeem reflektedamees, dod ilgstošu rūkoņu.

Ari no blīvakeem, resp. mazak blīveem gaisa slāņeem skaņa var atsistees. Aiz ša eemesla ari skaidrā laikā skaņas viļņi atmosferā maina savu virzeenu, resp. izklaidejas. Sevišķi tas noteek deenā, kad no sasilušās zemes paceļas intensivas, mazak blīvas gaisa strāvas. Ar to izskaidrojas pazīstamais fakts, ka vakarā un naktī, pat miglainā laikā, skaņa dzirdama tāļaki un labaki kā deenā.

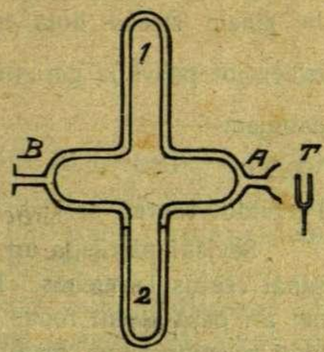
Pāreedama no veena apvidus otrā, kur viņas izplatišanās ātrums ir mazaks, vaj leelaks, skaņa maina savu virzeenu. Ta ir § 170. par viļņu laušanu jeb r e f r a k c i j u nosauktā parādiba. Te leņķi, kuŗus ar apvidu robežas normali dod krītošais un lauztais skaņas stars, stāv noteiktā trigonometriskā atteecibā ar skaņas ātrumeem abos apvidos. Šī atteeciba

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}$$

dabujama no zīm. 233., ja viņā krītošā un lauztā stara leņķus ar normali apzīmē ar i un r un skaņas ātrumus ar v_1 un v_2. Ari optikā ir veetā šāda atteeciba, kapēc tuvaki par viņu runasim tur.

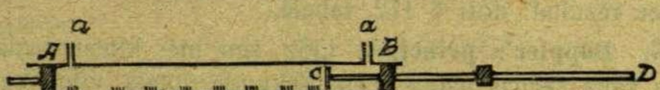
§ 174. Skaņas interference. Kundt'a metode. Interference, kā minets § 171, ir raksturiga katrai viļņejadai kustibai. Viņa izteicas tanī divu vaj vairaku kopā sanākošo viļņu kopintensitates maiņā, kuŗu tur novērojam, skatotees pēc tam, vaj viļņu fazes ir vairak vee nadas, vaj dažadas. Tapēc ta sagaidama ari skaņas viļņos.

Viņa labi novērojama šādā Quincke's dotā eksperimentā. Zīm. 242. attēlotā (König'a) formas metala caurulē toņdakšas T dotais vilnis pee A sadalas divās veenadās daļās. Kad abi līkumi 1 un 2 ir veenadi, abi skaņu impulsi nonāk ausī B bez kādas ceļu starpibas, kapēc viņu amplitudes tur zumejas, un skaņa ir stipra. Bet ja veens līkums, peem., 2 ir izvelkams gaŗaks vaj īsaks, un norīkots tā, ka pa viņu ejošā viļņa ceļš ir par $\frac{\lambda}{2}$ gaŗaks, pee B atnākušee impulsi interferē un, pretejās fazēs būdami, veens otru iznīcina. Tas noteek veenmēr, kad līkums izvilkts tā, ka abu ceļu starpiba ir nepāru skaitu reižu ņemts pusvilnis. Kad pusvilnis šinī diferencē eeeet pāru skaitu reižu, skaņa ir labi dzirdama. Ari skaņas ātrumu ar šo metodi var mērot.



Zīm. 242.
Skaņas interference.

Normali no kādas seenas reflekteti skaņas viļņi, ar krītošeem interferedami, dod stāvviļņu sistemu tāpat, kā to darija § 171. eedomatee viļņi. Pee pašas seenas atrodas pirmais mezglis, jo te gaisa daļiņas, pret viņu atsizdamās, apstājas. Veenas viļņa ceturtdaļas atstātumā nāk pirmais blīzums; vēl pēc veenas ceturtdaļas nāk otrais mezglis, tad atkal blīzums u. t. t. Mezglos gaiss ir meerā, blīzumos viņš svārstas visintensivak. Kundt's ir mācijis, kā šos stāvviļņus



Zīm. 243. Kundt'a figuras.

darit redzamus. Zīmejumā 243. AB ir gaŗa stikla caurule, kuŗas gals aiztaisits ar šurpu-turpu bīdamu korķi A. Pa viņas gaŗumu eebērta kāda veegla pulveŗa, peem., likopodija, korkas putekļu, vaj taml. strīpa. Kad pee caurules otrā, vaļejā gala B rodas skaņas viļņi, viņi pa to izplatas, reflektejas no korķa A un dod pa viņas garumu stāvviļņu sistemu. Mezglos, kur gaiss ir meerā, pulveris paleek neaiztikts. Bet blīzumos, kur gaiss vibrē, pulveris teek plaši izsvaidits. Tā mezglu un blīzumu veetas top ļoti labi redzamas.

Viļņus caurulē rada ar steeni CD, kas savā vidū nekustami peestiprinats. C galā viņam ir korkas, vaj metala ripa. Berzejot galu D ar mitru, vaj kolifonetu lupatu, speežam viņu longitudinali vibret. Ripa C, viņam līdzi vibredama, tad dod steeņa tonim raksturigus gaisa viļņus caurulē.

Šī Kundt'a metode leetojama ari skaņas ātruma noteikšanai. Ja zinam steeņa dotā toņa augstumu, resp. vibraciju skaitu n, tad izmērojot pusviļņa garumu $\frac{\lambda}{2}$ kā atstātumu c starp diveem mezgleem, dabujam

$$v = 2cn.$$

Peepildot cauruli ar kādu citu gazi, var dabūt skaņas ātrumu ari viņā.

Sevišķi parociga un preciza ir šī metode skaņas ātruma noteikšanai ceetos ķermeņos. Kā veegli saprotams, ne tikai caurules gaisā, bet ari pašā steenī rodas stāvviļņi. Nākošā nodalijumā būs rādits, ka vidū peestiprinatam steenim longitudinali vibrejot, viņa galos ir blīzumi, vidū — mezglis (ja steenis dod pamattoni). Tā tad viņa garums l aizņem viņa skaņas pusvilni $\frac{\lambda}{2}$. Ja izplatišanās ātrums steeņa materialā ir V, tad

$$V = 2ln.$$

Kopā ar augšejo veenadibu tas dod

$$\frac{V}{v} = \frac{l}{c}.$$

Tā zinot $v = 332 \frac{m}{sec}$, izmērojot l un c pēc Kundt'a figuram, visai precizi dabujam V — skaņas izplatišanās ātrumu steeņa materialā. Tādā ceļā dabūtee rezultati doti § 172. tabelē.

§ 175. Doppler'a princips. Līdz šim mēs klusuceezdami peeņēmam, ka kāda skaņas avota veenā sekundē dotais viļņu skaits tāds ari novērotaja ausī nonāk. Tapēc novērotajs skaņas periodu veenmēr otrod tādu pat, kāds viņš ir avotā. Bet nav grūti saprast, ka tas ir tā tikai tad, ja novērotajs un avots ir relativā meerā. Ja tee veens, vaj otrs, vaj abi kustas, uzņemtais viļņu skaits veenā laika veenibā ir citads, un jo vairak, jo leelaks viņu relativais ātrums.

Ja kāds skaņas avots veenā laika veenibā dod n viļņus, tad katram pret viņu meerā stāvošam novērotajam tik daudz viļņu veenā laika veenibā garam ari noeet. Bet ja novērotajs kustas avotam preti, viņš veenā laika veenibā sastaps vairak viļņu un vairak par tik, cik reizes veens vilnis eetilpst viņa veenā sekundē noeetā ceļa gabalā. Ja novērotaja ātrums ir c, viļņa garums λ, tad pateesais viņa saņemtais viļņu skaits ir

$$n_1 = n + \frac{c}{\lambda}$$

Bet $\lambda = vT = \frac{v}{n}$, ja v ir skaņas ātrums (kas no novērotaja relativās kustibas neatkarajas), tapēc

$$n_1 = n\left(1 + \frac{c}{v}\right).$$

Tā kā novērotaja auss reaģē tikai uz uzņemto viļņu skaitu, tad viņam tagad izliksees, ka tonis ir kļuvis augstaks un skaņas vilnis īsaks. Jo leelaks būs viņa ātrums c, jo augstaka būs skaņa; pee $c = v$ viņa būs divreiz tik augsta, ka kad viņš stāvetu meerā.

Pretejs būs efekts, novērotajam no skaņas avota attālinotees. Jo leelaks būs ātrums, jo mazak viļņu novērotajs sastaps; kā veegli saprotams, te viņu skaits būs

$$n_1' = n\left(1 - \frac{c}{v}\right).$$

Ja meerā būs novērotajs, bet kustesees avots, tad spreedisim tā. Avots, veenā sekundē n viļņus dodams, katram vilnim ņem $\frac{1}{n} = T$ sekundes. Ja viņš novērotajam tuvojas ar ātrumu c, tad veena perioda laikā viņš noeet cT *cm*, un tapēc katru nākošo vilni izlaiž par $\frac{cT}{v}$ *sec* agrak kā vajadzigs. Aiz ša eemesla novērotaja reģistretā viļņu periodicitate būs ne vairs T, bet gan $T - \frac{cT}{v}$. Apzīmejot viņu ar T_1, rakstisim

$$T_1 = T - \frac{cT}{v} = T\left(1 - \frac{c}{v}\right).$$

Pāreedami uz frekvenci $n = \frac{1}{T}$, dabūsim

$$n_1 = \frac{n}{1 - \frac{c}{v}}.$$

Ja avots no novērotaja attālinasees, viļņu periodicitate būs gaŗaka un proti

$$T_1' = T\left(1 + \frac{c}{v}\right).$$

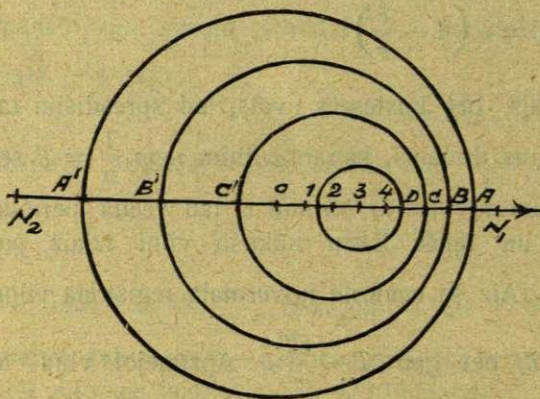
Tapēc te novērotaja veenā sekundē uzņemtais viļņu skaits būs

$$n_1' = \frac{n}{1 + \frac{c}{v}}.$$

No ta redzam, ka pirmā gadijumā $n_1 > n$, otrā $n_1' < n$, jo parastos apstākļos $c < v$. Kopā saņemts, tas rāda, ka skaņas avotam tuvojotees, novērotajs dabū augstakas, avotam attālinotees — zemakas skaņas eespaidu. Mērodams atnākošo viļņu gaŗumu, viņš pirmā gadijumā dabū īsakus — otrā gaŗakus viļņus.

Te dabūtais rezultats ilustrē 1827. gadā Doppler'a uzstādito principu, ar kuŗu viņš izskaidroja dubultzvaigžņu spektru periodicitati. Viņš atteecinams uz katru viļņejadu kustibu un pazīstams Doppler'a principa vārdā.

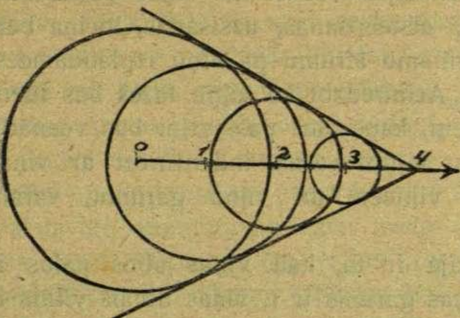
Doppler'a principu akustikā veegli pārbaudit, klausotees kādas gaŗamejošas lokomotives svilpeenā. Kamēr viņa mums tuvojas, svilpeena tonis arveen top augstaks. Kad lokomotive paeet mums gaŗam un attālinas, tonis kļūst zemaks.



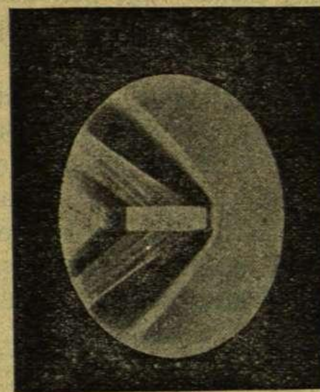
Zīm. 244. Doppler'a princips.

Ilustrativs ir Doppler'a principa grafiskais attēlojums. Zīm. 244. punkti 0, 1, 2, ... ir veetas, kuŗās viļņu avots atrodas ik pēc katra perioda. Viļņu sferas attēlotas ar riņķeem. Kad avots ir nonācis līdz punktam 3, 0-veetas dotā sfera ir aizgājusi līdz punktam A, 1-veetas sfera ir pee B, 2-veetas sfera pee c u. t. t. Tā redzam, ka novērotajam N_1 (viņam peenākošee) viļņi ir īsaki, novērotajam N_2 (no viņa atejošee) — gaŗaki par teem, kādus viņi saņemtu, ja avots stāvetu meerā.

Visai interesants ir gadijums, kad $c > v$, t. i. kad skaņas avots skreen ātraki par viņa doteem viļņeem. Tādu mums dod modernee šaujamee rīki, kuŗu ložu ātrumi ir leelaki par $332 \frac{m}{sec}$. Skreedama cauri gaisam, leelgabala lode rada skaņu (rūkoņu), kas līdz novērotajam nonāk vēlak nekā pati lode. Te noteekošā bildi dod zīm. 245.



Zīm. 245. Doppler'a princips: $c>v$.



Zīm. 246. Lodes ceļš gaisā.

Visām viļņu sferam ir kopeja aptverošā koniskā virsma, kuŗas virsotne ir tanī punktā, kuŗā pati lode domatā brīdī atrodas. Zīm. 246. dod ar ātrumu $v = 530 \frac{m}{sec}$ skrejošas 8 *mm* kalibra lodes fotografisku uzņēmumu. Tādus eespējams dabūt ar metodem, kuŗas mācisimees optikā pazīt.

Šādi viļņi novērojami ari ap aši ejošu kuģi. Ja viņa ātrums ir leelaks par viļņu ātrumu, gar ta sāneem rodas divi uz atpakaļu divergejoši vaļņi, kuŗu krustotne ir kuģa preekšgals.

Skanošu ķermeņu vibracijas.

§ 176. Stīgas vibracijas. Eepazinušees ar skaņas viļņu izplatīšanās mechanismu, aplūkosim tagad tuvak viņu izcelšanos, un pirmā kārtā tos līdzekļus, kuŗi kalpo muzikalo toņu dabūšanai. Te pirmā veetā krīt svarā dažadās ceetu ķermeņu vibracijas. Vispārigā gadijumā viņas ir ļoti komplicetas, jo viņu noteikšanā ir loma daudzeem faktoreem, kā peem., formai, elastiskām īpašibam, dimensijam u. t. t. Tikai retakos gadijumos, kad ķermeņa forma ir sevišķi veenkārša, vibracijas var eepreekš aprēķināt. Tāds veenkāršs gadijums ir eesteeptas s t ī g a s vibracijas.

Stīgas dotee skaņas viļņi ir tee periodiski sekojošee gaisa sabeezejumi, kuŗus viņa vibredama rada. Vaj šī vibracija ir transversala, vaj longitudinala, — stīga var vibret kā veenadi, tā otradi, — raditee skaņas viļņi ir veenmēr longitudinali. Tapēc īstenibā ir jaatšķiŗ pašas stīgas mechaniskās svārstibas no viņas raditās gaisa svārstibas skaņas vilnī. Bet starp abām tām ir noteikts sakars. Vispirms, kā saprotams, skaņas viļņa periodam ir jabūt tādam pat, kāds ir stīgas vibracijas periods. Otrkārt, stīgas vibracijas rodas no viņai peelikteem mechaniskeem impulseem, peem, atsteepšanas, uzsišanas, lociņa berzešanās gar viņu u. c., kuŗi ar zinamu ātrumu pa viņu izplatidamees, rada uz tās stāvviļņu sistemu. Acimredzot šo viļņu fazes būs identiskas ar radito skaņu viļņu fazem, kapēc ari paši viļņi būs veenadi. Aiz ša eemesla mēs pašas stīgas viļņus varam indentificet ar viņas skaņas viļņeem, un runajot par viļņeem un viļņu gaŗumu, varam domat, kā veenus, tā otrus.

Stīgas visveenkāršakā vibracija ir ta, kad viņas abos galos ir mezgli, vidū blīzums. Tad, ja viņas gaŗums ir l, viņas dotais vilnis ir

$$\lambda = 2l.$$

Ja viļņu izplatišanās ātrums stīgā ir v, vibracijas frekvence n, tad

$$v = n\lambda = 2nl$$

un

$$n = \frac{v}{2l}.$$

No otras puses, impulsa, resp. skaņas izplatišanās ātrums stīgā ir atkarigs no viņas masas un eesteepuma. Tas redzams pee eesteeptas virves viļņeem, par kuŗeem runajām § 173. (zīm. 231.): jo stiprak virve eesteepta, jo ātraki skreen viņas veenā galā raditais siteens. Teorija, kuŗu še nepeevedisim, rāda, ka vispāri

$$v = \sqrt{\frac{P}{m}},$$

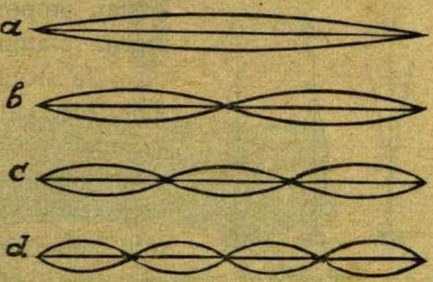
ja P ir stigu steepjošais svars, m — viņas veenas gaŗuma veenibas masa. Tapēc stīgas radiusu ar r, blīvumu ar δ apzīmedami, leekam

$$m = \frac{\pi r^2 \delta}{g} \text{ un tad rakstam}$$

$$n = \frac{1}{2lr}\sqrt{\frac{gP}{\pi\delta}}.$$

Šī veenadiba satur sevī stīgas transversalās vibrešanas likumus, kuŗi jau 1636. gadā bija pazīstami M e r s e n n e'a m. No viņas redzam, ka stīgas tonis ir jo augstaks, jo īsaka un teevaka viņa ir, un jo mazaka ir no steepjošā svara P ņemtā kvadratsakne. Tapēc viņu saīsinadami, vaj vairak eesteepdami, dabujam tās augstaku toni. Tādā ceļā dabū bagatigo toņu maiņu, kas raksturiga stīgu instrumenteem, peem., vijolei, klaveerem u. c.

Aprakstītā kārtā — ar mezgleem galos un blīzumu vidū — vibredama, stīga dod pee sava eesteepuma P viszemako eespējamo toni — p a m a t t o n i. Bet var likt tai svārstitees ari pa daļām. Peeskarotees viņai ar kādu mīkstu preekšmetu, peem., putna spalvu viņas viducī, dabujam zīm. 247,*b* attēloto viņas sadalijumu. Abas stīgas puses te vibrē patstāvigi, veenmēr būdamas pretejās fazēs. Te uz viņas ir jau trīs mezgli un divi blīzumi. Stīgas dotais vilnis jau ir veenads ar viņas pašas garumu, tā tad divreiz īsaks kā *a* gadijumā. Viņas tonis ir divreiz augstaks; tas ir pirmais v i r s t o n i s. Var dabūt ari četrus mezglus un trīs blīzumus, kā zīm. *c*. Tad tonis ir trīs reizes augstaks par pamattoni, viļņu garums $\lambda = \frac{2}{3} l$. Kad blīzumu ir 4, vilnis ir $\lambda = \frac{l}{2}$ un toņa augstums $4n$, ja n ir pamattoņa vibraciju skaits, u. t. t.



Zīm. 247. Stīgas vibrešana.

No ta redzam, ka stīga var dot ne tikai savu pamattoni n, kas noteikts ar augšejo M e r s e n n e'a formulu, bet ari daudzus virstoņus, kuŗi pret viņu stāv atteecibā

$$1:2:3:4:5:\ldots\ldots$$

Šo toņu kopumu sauc h a r m o n i s k o v i r s t o ņ u r i n d u.

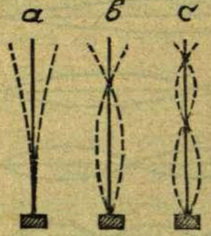
Šo rindu, vaj kādu viņas daļu stīga var dot veenā un tanī pašā laikā: ar visu savu garumu (pamattoni) vibredama, viņa var sadalitees divās, trijās, četrās u. t. t. daļās. Ar to izskaidrojama stīgas bagatigā nokrāsa, viņas patīkamais un mīkstais t e m b r s.

Stīgai var likt vibret ari longitudinali, peem., braukot to garuma virzeenā ar kanifoleteem pirksteem, lupatu, vaj taml. Tad viņā rodas longitudinali viļņi, kuŗu ātrums, saprotams, ir citads, kā transversalu viļņu ātrums. Tapēc ari viļņu garums un vibraciju skaits ir citads. Tā dabūtee toņi ir visai augsti un nepatīkami greezigi.

§ 177. Steeņu vibracija. Toņdakša. Stīgu var domat kā visai teevu eesteeptu un galos eestiprinatu steeni, kapēc viņu vibracijās ir sagaidams daudz kas kopejs. Bet ir ari dažas krasas atšķiribas, seviški pee steeņa t r a n s v e r s a l ā m vibracijam. Ja l ir steeņa garums, E elastibas modulis, tad teorija viņa vibraciju skaitu n noteic kā

$$n = c\frac{e}{l^2}\sqrt{\frac{gE}{\delta}},$$

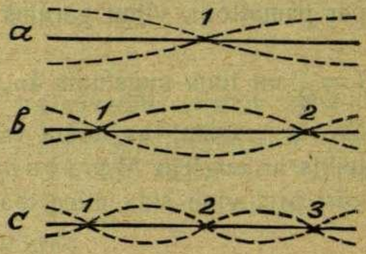
kur e ir steeņa beezums (vibracijas virzeenā, peeņemot ka steenis ir stūrains) un c — skaitlisks faktors. No ta redzam, ka te toņa augstums ir ne steeņa garumam, bet gan garuma kvadratam preteji proporcionals. Tāļak atzīmejams, ka no steeņa platuma viņa toņa augstums ir neatkarigs.



Zīm. 248.
Steeņa vibracijas.

Ja steenis eestiprinats veenā galā, kā peem., zīm. 248, tad tur ir vibraciju mezglis; brīvā galā veenmēr ir blīzums. Zīm. 248,a attēlotā vibracijā viļņa garums ir $\lambda = 4l$; tas ir steeņa pamattonis — viszemakais no domajameem. Bet ari viņa virstoņi dabujami. Zīm. 248,b un c dod pirmā un otrā toņa vibraciju veidu. Tomēr te virstoņu augstumu atteecibas pret pamattoni ir komplicetakas kā stīgas gadijumā: steeņa virstoņu rinda nav vairs harmoniska!

Ja abi steeņa gali ir brīvi, tad viļņa garums atkarajas no peestiprinajuma veida. Zīm. 249,a attēlots vidū peestiprinats steenis. Tad viņa galos ir blīzumi, kapēc steenim pamattoni dodot viņa garums aizņem pusvilni. Tapēc šinī gadijumā, salīdzinot ar galā peestiprinatu steeni, tonis ir divreiz augstaks.

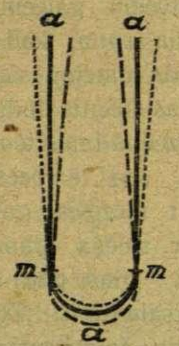


Zīm. 249. Brīvs steenis.

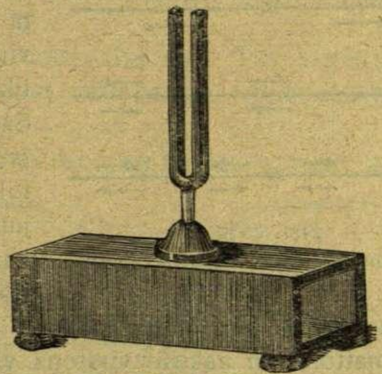
Pirmo virstoni dabujam ar zīm. b doto vibraciju veidu. Viņš rodas, ja steeni netāļi no galeem (mezglos) atbalsta, vaj eekar deegos. Mezgli stāv no viņa galeem atstātumā $\frac{l}{5}$, ja l ir viņa garums. Zīm. c dod steeņa otro virsotni.

Interesanti mainas steeņa mezglu veetas viņam saleecotees. Jo līkaks viņš paleek, jo tuvaki leekuma veetai nāk mezgli. Līdz ar to steenis arveen paleek brīvaks no virstoņeem, tā ka beidzot, kad viņa gali nāk veens otram jau tuvu, dzirdams tikai viņa pamattonis. Tāds saleekts steenis ir toņdakša. Viņas vibracijas veids un mezglu veetas attēlotas zīm. 250. Abi tās zari veenmēr vibrē pretejās fazēs, t. i. abi uz reizi eekšup, abi uz reizi ārup. m, m ir mezglu veetas. Toņdakša, ja pareizi eerosinata, ir gandrīz pilnigi brīva no pamattoņeem; viņai nav gandrīz nekāda tembra. Tam leela nozīme, jo tapēc viņu var leetot citu toņu salīdzinašanai.

Toņdakšu tur vaj nu rokā, vaj uzstiprina uz kastes, kā zīm. 251. No ta viņas skaņa eevērojami pastiprinas. Tas ceļas no r e z o n a n c e s, par kuŗu runasim vēlak.

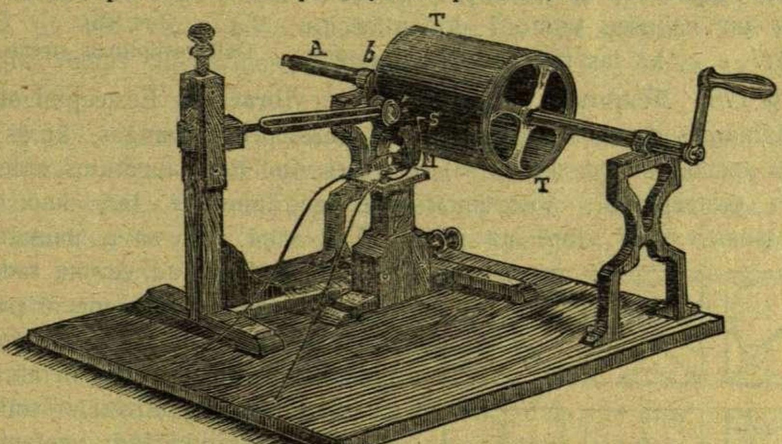


Zīm. 250. Toņdakšas vibracijas.



Zīm. 251. Toņdakša ar kasti.

Toņdakšas vibraciju skaita dabūsanai parocigi leetot grafisku metodi. Šim nolūkam veenam viņas zaram peestiprina smailu līku adatu un viņu pašu nostiprina preti metala cilindram, tā, ka adata tikko aizskaŗ cilindra virsmu. Cilindrs var greeztees ap horicontalu asi un tanī pasā laikā eet pa viņu uz preekšu, kā zīm. 252. Ja viņa

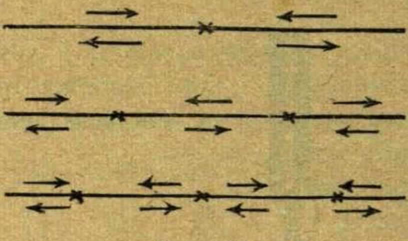


Zīm. 252. Vibraciju reģistracija.

virsmu nokvēpina ar sodrejeem, tad skanošā toņdakša raksta uz viņas viļņejadu liniju. Ja tanī pašā laikā uz cilindra, blakus adatai, kādam aparatam leek reģistret laika liniju, kādam nolūkam var leetot elektrisku pulksteni, un tad saskaita veenā laika veenibā krītošo viļņu skaitu, dabujam toņdakšas vibraciju skaitu.

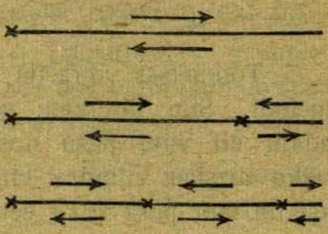
Kā normaltoņdakšu peeņem to, kuŗa dod 435 vibracijas sekundē; tas ir muzikalais tonis *a* (*la*).

No steeņa longitudinalām vibracijam visinteresantakās ir tās, kuŗas viņš dod vidū peestiprinats, tā tad ar brīveem galeem. Par viņām jau bija runa, kad § 174. tika dots Kundt'a metodes apraksts. Šādas vibracijas steenis dod, ja viņu ta gaŗuma virzeenā brauka ar kanifoletu lupatu. Ari te peestiprinajuma veetā ir mezglis, galos blīzumi. Tas ir steeņa pamattonis.



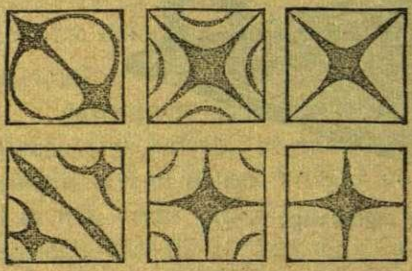
Zīm. 253.
Longitudinalas vibracijas.

Kā saprotams, viņš pee ta paša vibraciju skaita būs daudz augstaks par transversalu toni. Zīm. 253. dod pamattoņa un nākošo virstoņu vibraciju veidu; te mezgli atzīmeti ar krusteem un blīzumi ar bultam. Raksturigi te tas, ka virstoņi te atkal dod harmonisku rindu, ar vibraciju atteecibam 1:2:3:4:..... Bet ja tikai veens steeņa gals ir brīvs, otrs eestiprinats, tad šī rinda ir citada. Tad eestiprinatā galā veenmēr ir mezgls, tapēc te pamattoņa gadijumā $\lambda = 4l$ un nākošee virstoņi dod atteecibu 1:3:5:7...., kā tas redzams no zīm. 254.



Zīm. 254.
Galā eestiprinats steenis.

§ 178. Membranu, plašu un zvanu vibracijas. Eesteeptai stīgai peelīdzinamas dažadās elastigās membranas, peem. bungas, kuŗas zinamos apstākļos dod skaņas viļņus. Ari viņu toņa augstums noteikts ar to eesteepumu. Visveenkāršakais gadijums ir tas, kad visa membranas virsma vibrē uz reizi. Tad viņa dod savu pamattoni. Virstoņi rodas, kad virsma sadalas eecirkņos, kuŗus šķiŗ meerā paleekošas linijas — mezglu linijas. Viņas novērojamas, ja membranai uzbeŗ kādu veeglu pulveri, ari smiltis: pulveris no vibrejošām veetam savācas mezglu linijās.

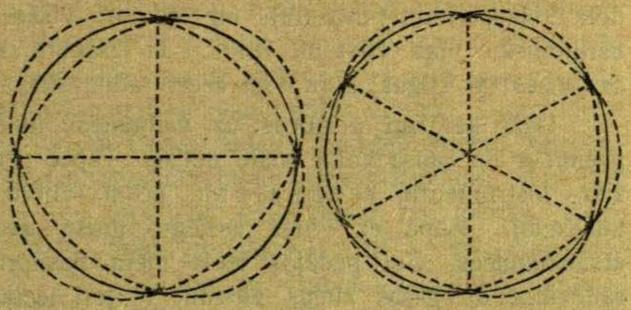


Zīm. 255. Chladni figuras.

Tādā pat ceļā kādas plates vibraciju var peelīdzināt steeņa vibracijai. Skatotees pēc ta, kādā veetā plate eestiprinata, viņas mezglu linijas dod veenu vaj otru konfiguraciju, un līdz ar to rodas augstaki vaj zemaki viņas virstoņi. Tāpat kā steenī, te pa abām kādas mezglu linijas pusem veenmēr sastopamas pretejas fazes. Liniju dotās figuras top redzamas, ja ņem smiltis palīgā. Vispārigi viņas ir komplicetas, un tikai veenkāršakos gadijumos tās eepreekš aprēķinamas. Viņas pirmais novēroja Chladni, kapēc tās pazīstamas viņa vārdā. Zīm. 255 ir redzamas dažas no viņām.

Sevišķi interesantas ir ripas dotās figuras. Tās simetrijas dēļ te mezglu linijas ir veemēr pa pāram sastopamas; viņas eet diametru virzeenos.

Tāpat kā no taisna steeņa mēs dabujām toņdakšu, tāpat no ripas, atteecigi viņu leecot, mēs dabujam zvanu. Zīm. 256. attēlotas tās pamattoņa un pirmā virstoņa mezglu linijas, kuŗas rodas uz zvana malas viņam skanot. Viņu ir ne mazak kā četras. No zīmejuma ari redzama pati vibracijas kārtiba.



Zīm. 256. Zvana vibracija.

Zvana mezglu linijas labi novērojamas, ja glazi peepilda ar ūdeni un tad viņas malu ar vijoļu lociņu eeskandina. Tad četrās mezglu veetās ūdens līmenis paleek meerā, pārejās vairak vaj mazak izšļākajas.

§ 179. Akustiskā rezonance. Mechanikā mēs eepazinamees ar svārstibam, kuŗas § 42. nosaucām par uzspeestām. Viņas rodas tur, kur kāda sistema periodiski eespaido kādu otru, kam pašai savs īpatnejs periods. Sevišķi interesants ir tas gadijums, kad abu sistemu periodi ir veenadi, vaj visai tuvi veens otram. Tad otrās sistemas atsauciba uz pirmās darbibu ir visleelakā, viņas eegutā amplitude maksimalā. Šo parādibu mēs saucām rezonanci.

Ari akustikā rezonancei ir leela loma. Tas labi saprotams, jo savā būtibā akustika, vismaz viņas fizikalā daļa, ir tīra mechanika. Kāda skaņas avota, peem., toņdakšas dotais vilnis, domatā veetā nonācis, darbojas tur kā periodisks spēks. Ja tur ir kāda sistema, kas spējiga vibret, peem., kāda otra toņdakša, viņa zem šī spēka eespaida pamazam eerosinasees kustibā. Kaut gan atsevišķu viļņu nestee impulsi būs mazi, tomēr zumedamees, viņi ar laiku tai atdos leelus enerģijas daudzumus. Tapēc otrās toņdašas enerģija pastāvigi peeaugs un jo vairak un drīzak, jo tuvaki būs dakšu periodi. Rezonances gadijumā otrās toņdakšas vibracija drīz veen sasneegs pirmās intensitati.

Tas veegli novērojams pee divām veenadm toņdakšam. Leekot veenai kādu laiku skanet un tad viņu apklusinot, mēs dzirdam otro, deezgan leelā atstātumā nolikto, viņas skaņu turpinam. Tas nenoteek, ja rezonanci izjaucam, otrajai toņdakšai pee veena viņas zara neleelu vaska gabaliņu peestiprinot: ar to peeaug tās masa un līdz ar to periods.

Rezonance novērojama ari ar stīgam. Nospeežot klaveeru pedaļi un tad viņu tuvumā radot kādu toni, mēs dažas viņu stīgas dzirdam atsaucamees. Vispirms atsaucas ta stīga, kuŗas periods ir veenads ar dotā toņa periodu (unisono), un tad ari visas tās, kuŗu periodi dod harmonisku viņa virstoņu rindu. Ja izsauktā skaņa ir salikta, atsaucas visas tās stīgas, kuŗu toņi eeeet raditā skaņā.

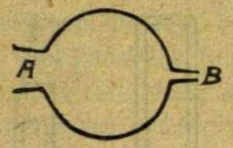
Daži ķermeņi atsaucas uz vairakeem toņeem uz reizi. Tādi, peem., ir no sausa koka taisiti dēliši. Tapēc pēdejos leeto dažu muzikas instrumentu, r e z o n a t o r u, peem., vijoļu kastu, klaveeru u. c. taisišanai. Kopā ar viņos eeslēgto gaisu uz instrumenta toņeem atsaukdamees, viņi pēdejos leelā mēra pastiprina, jo viņu virsma, salīdzinot ar pašas stīgas virsmu, ir ļoti leela, kapēc leela ir gaisa vilnim atdotā enerģija.

Ari noslēgtas gazes masas ir rezonances spējigas. Tas redzams šādā eskperimentā. Ja skanošu toņdakšu tur virs augsta stikla cilindra, dzirdams parastais vājais tonis: cilindrā eeslēgtais gaiss nekādu dalibu neņem. Bet ja viņā pamazam lej ūdeni, tā viņa gaisa stabu saīsinot, skaņa arveen top stipraka. Pastāvigi peeaugdama, viņa sasneedz maksimumu un tad, gaisa stabam vēl īsakam paleekot, atkal top vājaka. Te skaidri redzams, ka stiprā skanešana eestājas tad, kad gaisa stabs rezonē uz toņdakšas doto toni; viņai līdzi vibredams, tas skaņas intensitati paceļ. Saprotams, līdz ar to toņdakšas enerģija agraki izbeidzas.

Šis eksperiments ir pamācošs, ja izmēro rezonejošā gaisa staba augstumu un toņdakšas frekvenci. Kā veegli saprotams, tanī stāvviļņu sistemā, kuŗi rodas cilindrā, lejas galā pee ūdens līmeņa jabūt mezglam, cilindra vaļejā galā — blīzumam. Tapēc visveenkāršakā gadijumā gaisa staba gaŗumam ir jabūt veenai viļņa ceturtdaļai. Ja $n = 435$, tad izrādas, ka rezonance eestājas pee apm. 20 *cm* gaisa staba. Ar $n = 435$ pee $v = 332$ *m/sec* te dabujam λ ap 78 *cm*. Tā redzam, ka teešam te staba augstums ir tuvs $\frac{\lambda}{4}$.

Ja toņdakšu noveeto uz vaļejas koka kastes, kuŗas gaŗums ir viņas dotā viļņa ceturtdaļa, skaņa eevērojami pastiprinas. Tāda „rezonanckaste" redzama zīm. 251.

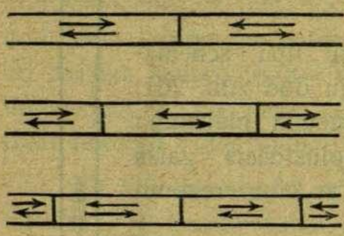
Rezonanci H e l m h o l t z' s ņem palīgā pee skaņas analizešanas. Šim nolūkam viņš konstruē veselu rindu dažada leeluma rezonatorus, kuŗu forma attēlota zīm. 257. Pa galu A skaņa eet viņā eekšā; B eeleek ausī. Šads rezonators ar viņā esošo noteikto gaisa tilpumu rezonē uz veenu noteiktu toni. Ja šī toņa dotā skaņā nav, rezonators klusē.



Zīm. 257.
Helmholtz'a rezonators.

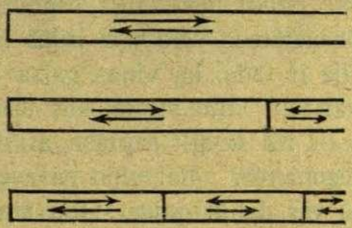
Ari mūsu balss organā — rīklē, resp. mutē eeslēgtā gaisa rezonancei ir leela loma. Atbildedams uz balss stīgu vibracijam, viņš pēdejo dotos skaņas viļņus pastiprina.

§ 180. Stabules. Rezonancei ir leela loma pee skaņas izcelšanās s t a b u l ē s. Stabule ir veenkārša caurule, kuŗas veenā galā šadā vaj tādā ceļā var radit ar peeteekoši augstu frekvenci gaisa viļņus. Tapēc viņas var peelīdzināt steenim, viņu viļņus steeņa longitudinaleem viļņeem. Tanī galā, kur skaņa rodas, veenmēr jabūt viļņa blīzumam. Kas būs otrā galā — blīzums, vaj mezgls, atkarajas no ta, vaj viņš ir ceeti, vaj vaļā.


Zīm. 258. Vaļeja stabule.

Vaļejas stabules stāvviļņu schema attēlota zīm. 258. Te bultas rāda gaisa daļiņu kustibu ik pēc veena pusperioda, vertikalās strīpas — mezglu veetas. Pirmā schema dod stabules pamattoni, otrā — pirmo, trešā — otro virstoni. Te virstoņu rinda, tāpat kā brīva steeņa virstoņu rinda, ir harmoniska. Viņu augstumi stāv veens pret otru (pamattonis 1) kā 1:2:3:4....

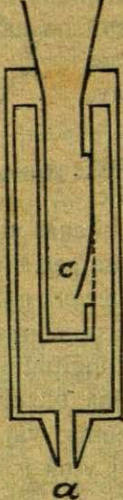
Ja stabules veens gals ir ceeti, te rodas mezgls, jo te gaisa daļiņas ir meerā. Tapēc viņas pamattonis ir tāds, kuŗa viļņa gaŗums ir četrreiz leelaks par pašas stabules gaŗumu. Tas redzams zīm. 259. Te vibracijas līdzinas veenā galā eestiprinata steeņa longitudinalām vibracijam (zīm. 254). Tapēc ari noslēgtas stabules nedod pilnu (harmonisku) virstoņu rindu, bet tikai nepāru virstoņus 1:3:5:7....


Zīm. 259. Noslēgta stabule.

Ja l ir stabules gaŗums, v — skaņas ātrums, mēs vaļejas stabules pamattonim dabujam $n = \frac{v}{2l}$; noslēgtas stabules tonis ir $n_1 = \frac{v}{4l}$. Pee veenada gaŗuma, vaļejās stabules pamattonis ir divreiz, t. i. par oktavi augstaks kā noslēgtas stabules tonis.

Stabuļu galos skaņu var radit divejadi, kapēc ari izšķiŗ divus viņu tīpus: t a p u - s t a b u l e s un m ē ļ u - s t a b u l e s. Pirmās šķērsgreezums dots zīm. 260. Pa *a* gaiss eekļūst kamerā *b*, no kureenes viņam ir visai šaura izeja *c*. Sprauzdamees pa viņu, viņš eegūst visai leelu ātrumu, kapēc uzdūrees uz preti nostādito aso šķautni viņš šķeļas un rada šņācošu troksni. Šis troksnis eetop ari stabules vēderā. Bet viņas gaisa masa atsaucas ne uz visām trokšņa komponentem. Rezonedama tikai ar veenu no tām, šī gaisa masa pastiprina tikai to, un stabules vēderā rada tikai viņai raksturigu stāvviļņu sistemu. Tā mēs dzirdam ne visu pee gaisa šķelšanās radito skaņu kopumu — troksni, bet rezonances pastiprinato, no viņa izņemto to muzikalo toni, kuŗš īpatnejs pašai stabulei.

Zīm. 260. Tapas stabule.



Zīm. 261. Mēļu stabule.

Otru stabuļu tīpa schematisku konstrukciju dod zīm. 261. Te skaņu rada metala plāksniņa *c*, kuŗu gaŗamplūstošais gaiss eerosina vibracijā. Ari šo skaņu pastiprina ar viņu rezonejošais stabules gaisa stabs.

Pee šīs parādibu grupas peeder vēl veena, visai interesanta: tā saucamā s k a n o š ā l e e s m a. Viņu dabū, ja uz neleelu deggazes leesmu uzmauc ap 1 *m* gaŗu līdz 5 *cm* resnu stikla, vaj metala cauruli (zīm. 262). Leesma no tam sāk palikt nemeeriga, šauditees un periodiski dzist un atkal peeņemtees. No tam ceļas klusa skaņa. Ja caurules dimensija ir tāda, ka viņas gaisa stabs rezonē ar šo skaņu, viņa var tapt visai stipra, kas tāļi dzirdama.

Zīm. 262. Skanoša leesma.

Kā veegli saprast, ari § 174. aprakstitā K u n d t' a caurulē loma ir rezonancei. Lai viņu sasneegtu, korķis *A* viņas galā eerīkots bīdams; tā var dabūt gaisa stabu atteecigā gaŗumā, no kam mezglu veetas top visai krasi noteiktas.

Muzikalā akustika.

§ 181. Konsonance un disonance. Intervals. Akords. Muzikalo toņu rinda, teoretiski runajot, ir bezgaliga. Ari tanīs sadzirdamibas robežās, kuŗas minetas § 170., viņu vēl ir ļoti daudz. Tas saprotams, jo katrs skaitlis starp 16 un 50000 var būt kāda toņa frekvence. Tomēr muzikā no visas šās bagatibas leeto tikai neecigu viņas daļu. Tas izskaidrojams ar skaņas fizioloģisko eespaidu, ar mūsu auss, resp. nervu sistemas savadibu.

Muzikalā izteiksmē nevar iztikt tikai ar atsevišķeem toņeem, bet jaleeto ari lēnaka vaj straujaka viņu seciba (melodija) un kopskaņa (harmonija) — dažadas viņu kombinacijas. Bet nu izrādas, ka tikai dažas no tām ausij ir patīkamas, citas, turpreti, rada viņā nepatīkamu, pat sāpigu sajūtu. Pirmās kombinacijās toņi ir labā saskaņā, kapēc šos gadijumus sauc par konsonanci. Otrā gadijumā, turpreti, starp ņemteem toņeem saskaņas nekādas nav. To sauc disonanci.

Gan saprotams, ka noteikta robeža starp konsonanci un disonanci nav velkama, jo viņas dibinas uz mūsu fizioloģisko sajūtu. Ari pastāviga viņa nav, jo muzikalā gaume ar laiku mainas. Sevišķi tas sakams par moderno laiku, kad muzikā jo stipri teek izceltas deezgan asas disonances. Bet tomēr visā visumā muzika pamatojas tikai uz konsonancem, uz tām toņu kombinaciiam, resp. teem toņeem, kas dod mums patīkamu sajūtu. Tā kā pēdejo nav daudz, tad nav daudz ari muzikā leetoto toņu. Tā mēs, pateicotees savas sajūtas veenpusibai un šaurumam, no visas eespējamās skaņu bagatibas varam izmantot tikai neecigu viņas daļu.

Kā konsonancē, tā disonancē eevērojams ir tas, ka viņu veenigee noteiceji ir ņemto toņu augstumu samēri. Ja visus toņus eedomajas augstuma ziņā pakāpeniski augošā rindā, tad ja kādi divi no teem dod, peem., noteikta rakstura konsonanci, kuŗi katri citi divi, ja veen viņu augstuma samērs būs tāds pat, dos tādu pašu saskaņu. Tas pats sakams par disonanci: veenadi toņu augstumu samēri veenmēr dod veenu un to pašu sajūtu, neatkarigi no pašu toņu absolutā augstuma. Šādu divu toņu samēru akustikā sauc par intervalu.

Kā redzam, intervalu fizikalā nozīme ir viņu toņu vibraciju skaitu atteeciba. Tapēc katru no teem var noteiktā kārtā ar šo atteecibu raksturot. Tam nolūkam labi noder sirene (kā zīm. 238), kuŗas ripā ir nevis veena, bet daudzas koncetriskas caurumu rindas, ar dažadeem caurumu skaiteem. Ar atteecigām tapam gaisa strāvu dažadu rindu caurumeem cauri laižot, var dabūt vēlamā augstuma toņa kombinacijas. Kā sagaidams, vispatīkamakā no visām šādām divu toņu kombinacijam (intervaleem) ir tā saucamā oktava: viņā abu toņu augstumu samērs ir 2:1. Tas ir pamattonis un pirmais viņa virstonis. Pēc viņas nākošais patīkamais intervals ir ar atteecibu 5:4; viņu cauc tercu, tad nākošais kvintu ar atteecibu 3:2 u. t. t. Bet jo komplicetaks paleek toņu samērs, jo nepatīkamaks ausij top intervals. Tapēc muzikā nav intervala, kas komplicetaks par $\frac{25}{24}$. Tas ir vismazakais intervals, saukts mazais pustonis.

Par akordu akustikā sauc triju vaj vairaku toņu kombinaciju. Kā no sacitā redzams, akords būs saskanošs (konsonants), ja viņa toņu augstumu samērs būs pēc eespējas veenkāršs. Minetee trīs toņi: pamattonis, viņa terca un kvinta dod patīkamu, tā saucamo d-*dur* pamatakordu.

§ 182. Toņkārta. Aprakstito eemeslu dēļ muzikā leetojamo intervalu, resp. toņu skaits ir visai aprobežots. Parasti viņi ir septiņi. Augošā augstumā rindā noveetoti, viņi dod tā saucamo toņkārtu; ja pirmā toņa vibraciju skaitu leek $= 1$, tad šī rinda ir

ut	*re*	*mi*	*fa*	*sol*	*la*	*si*	*ut*
1	$^9/_8$	$^5/_4$	$^4/_3$	$^3/_2$	$^5/_3$	$^{15}/_8$	2
C	*D*	*E*	*F*	*G*	*A*	*H*	*c*

Viņai augšā ir tās toņu italeešu, lejā vācu resp. angļu nosaukumi. Saprotams, viņu var turpināt kā uz augsto, tā zemo toņu pusi. Pirmā gadijumā dabujam viņas augstās, otrā — zemās oktavas.

Šī ir visveenkāršakā, tā saucamā diatoniskā jeb *dur*-toņkārta. Viņas toņu intervali aprēķinati sākot ar pirmo *ut* (sauktu ari *do*). Skatotees pēc savas veetas, katram intervalam ir savs nosaukums. *ut* ir prima, *re* sekunda, *mi* ir terca u. t. t. Ja intervalus rēķina ne atteecibā pret *ut*, bet katreem diveem blakus stāvošeem toņeem, tad dabujam rindu

$$^9/_8,\ ^{10}/_9,\ ^{16}/_{15},\ ^9/_8,\ ^{10}/_9,\ ^9/_8,\ ^{16}/_{15}.$$

Kā redzam, šee intervali nav veenadi. Trīs reizes rindā sastopams intervals $^9/_8$, divas reizes $^{10}/_9$. Pirmo sauc leelo veselo toni, otro mazo veselo toni. Intervals $^{16}/_{15}$ ir leelais pustonis. Atteecigā kārtā to apzīmejot, dabujam *dur*-toņkārtas izteiksmi veselos un pustoņos:

C	*D*	*E*	*F*	*G*	*A*	*H*	*c*
	1	1	$\frac{1}{2}$	1	1	1	$\frac{1}{2}$.

Leelās tercas ($^5/_4$) veetā mazo tercu ar samēru $^6/_5$ ņemdami, dabujam citu, tā saucamo *moll*-toņkārtu ar intervaleem

$$^9/_8,\ ^{16}/_{15},\ ^{10}/_9,\ ^9/_8,\ ^{16}/_{15},\ ^{10}/_9.$$

Toņos un pustoņos tas dod

C	*D*	*E*	*F*	*G*	*A*	*H*	*c*
	1	$^1/_2$	1	1	$^1/_2$	1	1.

Tā tad ari viņā ir peeci veseli un divi pustoņi, tikai pēdejo seciba ir citada kā *dur*-toņkārtā. Neskatotees uz šādu itkā mazu atšķiribu, abu toņkārtu dabas ir visai dažadas. *Dur*-toņkārtā uzrakstitais, resp. nospēletais muzikas gabals ir ar jautru nokrāsu; *moll*-toņkārtā tas pats gabals izklausas melancholisks.

Abas aprakstitās toņkārtas sauc **d a b i s k a s**, jo viņas ir visveenkāršakās; domajams ka viņas saistas ar mūsu balss organa konstrukciju. Viņu pamatos likta skaņa *ut*. Bet nu realos muzikas gabalos ne katrreiz var eesākt ar *ut*; beeži veen ar viņu eesāktai melodijai instrumentam nav tālako (augstako, vaj zemako) toņu. Tapēc no svara ir jautajums, kā mainas toņkārta, ja viņas pamatā leekam kādu citu toni.

Vispirms saprotams, lai domatā melodija paliktu agrakā, agrakeem intervaleem japaleek teem pašeem. Ja *dur*- toņkārtas pamatā C veetā liksim F, tad jaunais prima būs G, sekunda A, terce H u. t. t., un tapēc tagad $^3/_2$ veetā jabūt $^9/_8$, $^5/_3$ veetā $^5/_4$ u. t. t. Tas panākams, reizinot $C\ D\ E\ F \ldots$ rindas intervalus ar $^3/_4$. Rakstisim to sekošā veidā:

$$
\begin{array}{cccccccc}
F & G & A & H & c & d & e & f \\
1, & \frac{3}{2}\cdot\frac{3}{4}, & \frac{5}{3}\cdot\frac{3}{4}, & \frac{15}{8}\cdot\frac{3}{4}, & 2\cdot\frac{3}{4}, & 2\cdot\frac{9}{8}\cdot\frac{3}{4}, & 2\cdot\frac{5}{4}\cdot\frac{3}{4}, & 2 \\
1 & \frac{9}{8} & \frac{5}{4} & \frac{45}{32} & \frac{3}{2} & \frac{27}{16} & \frac{15}{8} & 2
\end{array}
$$

Tad redzam, ka daudzi intervali paleek agrakee, tikai divi ir citadi: kvartas $^4/_3$ veetā te stāv $^{45}/_{32}$ un sekstas $^5/_3$ veetā stāv $^{27}/_{16}$. Bet

$$
\frac{4}{3} = \frac{45}{32}\cdot\frac{24}{25}\cdot\frac{80}{81} \text{ un}
$$

$$
\frac{5}{3} = \frac{27}{16}\cdot\frac{80}{81}.
$$

No otras puses, intervals $^{80}/_{81}$ ir ļoti mazs (saukts **k o m m a**), mūsu ausij neuzņemams, kapēc viņu var atmest. Tad seksta paleek agrakā. Bet kvarta tomēr ir mainijusees. Tā redzam, ja agrako melodiju gribam paturet negrozitu, jaunā F-toņkārtā starp A un H jaleek vēl veens tonis, kuŗa intervals ar H ir $^{24}/_{25}$ (mazais pustonis).

Līdzigu rezultatu dabujam, pārejos toņkārtas toņus viņas pamatā leekot: katra pāreja rada vajadzibu pēc jauneem mazeem pustoņeem. Vispārigā gadijumā uzrakstitā melodija nemainas, ja viseem toņeem peeleekam un no viņeem atņemam pa pustonim. Tā tad septiņu toņu veetā ir vajadziba pēc 21 toņa.

Tomēr praksē var iztikt ari ar mazaku toņu skaitu. Izrādas, ka daudzos intervalos eepreešejam tonim peeliktais mazais pustonis (apzīmē ar $\sharp$) dod tādu, kuŗš ļoti maz atšķiŗas no nākošā, kad tam mazais pustonis atņemts (apzīmē ar $\flat$). Tā, peem., *fa*$\sharp$ un *sol*$\flat$ ir veenadi, tāpat *si* un *do*$\flat$ u. t. t. Tā galu galā paleek viseem apstākļeem pilnigi peeteekoša toņkārta ar 12 dažadām skaņam. Viņu sauc chromatisko toņkārtu.

Praksē ļoti parociga būtu toņkārta, kurā visi intervali būtu veenadi. Tad kuru katru brīdi būtu visai veegli no veenas notes bez grūtibam pāreet uz kaut kuru citu. Tam nolūkam rada tā saucamo tempereto toņkārtu, sevišķi teem instrumenteem, kuru skaņu dažadiba aprobežota, kā peem., klaveerem, ērģelem u. c. Viņā toņu ir 12, intervalu leelums, kā veegli saprast

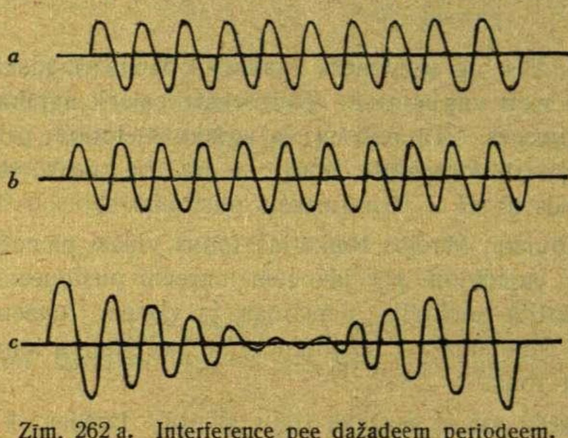
$$\sqrt[12]{2} = 1{,}05946.$$

Kā redzam, te tīrskaniba un konsonance ir upureti parocibai.

Muzikā leetoto skaņu vibraciju skaiti apņem vairak oktavu. Mūsu videjā balss eekrīt trešā oktavē no zemā gala. Viņas *la* resp. *A*, kuru parasti apzīmē ar la_3 un a^1, dod 435 vibracijas sekundē. Šo toni dod normaltoņdakša, par kuru minets § 177. Visas šīs oktaves toņu absolutee viļņu skaiti veenā sekundē ir

$$\begin{array}{cccccccc} ut_3 & re_3 & mi_3 & fa_3 & sol_3 & la_3 & si_3 & ut_4 \\ n = 261 & 293^5/_8 & 326^1/_4 & 336 & 361^1/_2 & \mathbf{435} & 489^3/_8 & 522 \end{array}$$

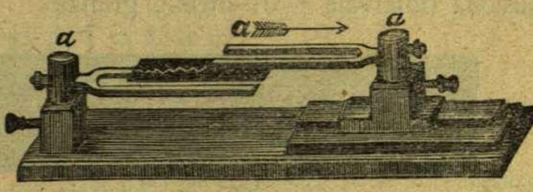
§ 183. Skaņu zumešanās. Siteeni. Kombinaciju toņi. Skaņas impulseem kopā sanākot rodošās interferences parādibas mēs novērojām un īsumā aprakstijām § 174. Tur mēs peeņēmām, ka abu impulsu periodi ir veenadi. Ja, turpretī, viņi ir dažadi, tad interference rada vēl dažas interesantas blakus parādibas. Tas atteecinams uz viļņejadu kustibu vispārigi. Akustikā tam ir loma ari pee disonances parādibas izskaidrošanas.



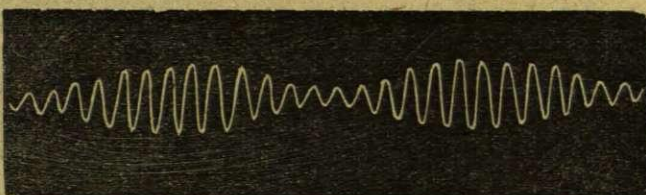
Zīm. 262 a. Interference pee dažadeem periodeem.

Aplūkosim divas viļņu sistemas (zīm. 262), kuras ar veenadām un konstantām amplitudem, bet drusku dažadeem periodeem eet kopigā virzeenā. Zumejot viņu raditos efektus, mēs dabujam liniju, kas attēlota tanī pašā zīmejumā zem burta *c*. Ari viņa ir viļņejada linija, bet bez parastās sinusoidalās formas viņai ir vēl otra periodicitate; viņa attēlo dabutās kopviļņu amplitudes periodisko mainišanos, un līdzinas divu saistitu pendeļu svārstibu grafikai, kas dota zīm. 46.

Akustikā šo grafiku var sekošā kārtā dabūt. Zīm. 263 attēlota horicontali eestiprinata toņdakša (pa kreisi), kam uz veena zara peestiprinata ar sodrejeem nokvēpinata stikla, vaj metala plate. Toņdakšai vibrejot, vibrē ari plate. Ja nu pār pēdejo velkam otras vibrejošas toņdakšas zaru, kam peestiprinata saleekta adata, uz plates dabujam abu dakšu kopigi dotās vibracijas grafiku. Ja viņu periodi ir veenadi,



Zīm. 263. Vibraciju zumešana.

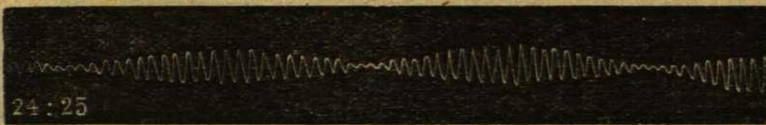

Zīm. 264.

grafika ir noteikta un viscaur veenada sinusoida. Ja periodu veenadumu izjauc, veenas dašas zaram peespeežot neleelu vaska gabaliņu, dabujam zīm. 264. attēloto liniju.

Klausotees šādās divās toņdakšās, mēs dzirdam skaņu, kuŗas intensitate periodiski mainas. Skaņa no viņām nāk ne pastāvigas, veenmērigas plūsmas veidā, bet itkā siteeneem, grūdeeneem: tee ir tee impulsi, kuŗi cēlušees no abu toņdakšu impulsu zumešanās. Tapēc ari vispāri šo parādibu sauc par siteeneem. Ari divas, neveenadeem periodeem skaņošas stīgas viņus dod.

Siteenu beežums atkarajas no abu toņdakšu periodu, resp. frekvenču diferences $n_1 - n_2$. Kad viņu skaits sekundē nav leels, mēs viņus uzņemam kā atsevišķus impulsus. Jo vairak to rodas, jo nepatīkamaki viņi mums top. Kad viņu skaits sneedzas līdz 33 veenā sekundē, mums ausī rodas sāpem līdziga nepatīkama sajūta. Siteenu skaitam tāļak augot, nepatīkamā sajūta paleek vājaka, un pee 130 pavisam pazūd. Tas izskaidrojams ar to, ka tad mūsu nervu sistema nespēj vairs atsevišķeem impulseem sekot un viņu virkni uzņem kā nepārtrauktu plūsmu.

Domajot par skaņas siteeneem, nav gŗūti saprast disonances eespaidu uz mūsu dzirdi. Ja domatais intervals satur sevī daudz veenadu periodu, kāds ir oktava, terca u. c., viņu toņu interference dod veenmērigu skaņas plūsmu. Jo vairak atšķiŗas intervala sākuma un beigu toņi, jo vairak kopējā tonī rodas siteenu, un jo nepatīkamaks ir intervals: konsonances veetā rodas disonance. Zīm. 265. dod mazā pustoņa (intervala $^{25}/_{24}$) siteenu grafiku.



Zīm. 265. Intervala $^{25}|_{24}$ siteeni.

Beeži blakus divu skaņu avotu siteeneem dzirdams vēl trešais tonis, kuŗa vibraciju skaits ir veenads ar abu doto toņu diferenci. Viņu izcelšanos izskaidroja Helmholtz's. Izrādas, ka tas ir veens no eespējamo dažado kombinaciju tonu gadijumeem; viņus sauc diferenctoņus. Ari zumacijas toņus Helmholtz's paredzeja. Viņi rodas pee ļoti stiprām divām skaņam n_1 un n_2. Tad dzirdami ne tikai toņi n_1 un n_2, bet ari $2n_1$, $2n_2$, $3n_1$, $3n_2$, $2n_1 + n_2$, $2n_2 + n_1$, $n_1 - n_2$ un $n_1 + n_2$. Pēdejee no viseem viņeem ir visstiprakee. Kombinaciju toņu teorija vēl galigā veidā nav dota.

Reģistrs.

(Cipari rāda lapas puses).

A.

B.

F.

G.

H.

I. J.

N.

O.

P.

Q.

R.

S.

T.

Svarigakās no pamanītām eespeeduma kļūdam:

18. l. p. 3. r. no apakšas eespeests : $1^1 : 2^2 : 3^2 : ...$; jabūt : $1^2 : 2^2 : 3^2 ....$,

40. „ „ 2. „ „ „ „ t; „ t_1,

63. „ „ izteiksmju $sin \frac{2T}{T} t$ veetā jabūt $sin \frac{2\pi}{T} t$

64. „ „ 9. „ „ „ „ amlitude, jabūt amplitude,

68. „ „ zīm. 51. O veetā virs P_1 jabūt O_1,

71. „ „ 15. „ „ apakšas eespeests x'' „ x_0'',

71. „ „ 16. „ „ „ „ x „ x_0'',

73. „ „ 13. „ „ „ „ verzeenā „ virzeenā,

103. „ „ 14. „ „ „ „ $\frac{\triangle l}{l_0} = \frac{l_0 - l_0}{l_0}$ „ $\frac{\triangle l}{l_0} = \frac{l - l_0}{l_0}$

113. „ „ 1. „ „ augšas „ kompotentes „ komponentes,

135. „ „ 13. „ „ „ „ ari „ ar,

136. „ „ 11. „ „ apakšas „ eelipinot „ eepilinot,

139. „ „ 13. „ „ „ „ pretojos „ pretejos,

142. „ „ 6. „ „ „ „ leelumu „ leelumi,

144. „ „ 7. „ „ „ „ $s = 1\, cm^2$ „ $S = 1\, cm^2$,

179. „ „ 5. „ „ augšas „

$\frac{m}{a}(v_{1a}^2 + v_{2a}^2 + v_{3a}^2 + \cdots)\, m$ jabūt $\frac{m}{a}(v_{1a}^2 + v_{2a}^2 + v_{3a}^2 + \cdots)$

182. l. p. 11. r. no apakšas eespeests Jo; jabūt Ja,

188. „ „ $\alpha_t = lim \frac{\triangle t}{l_0 \triangle t}$ jabūt $\alpha_t = lim \frac{\triangle l}{l_0 \triangle t}$

190. l. p. 16. r. no augšas eespeests temperatura „ temperaturu,

191. „ „ 3. „ formulā jabūt $a_o^3\,(1 + 3\alpha \triangle t + + 3\alpha^2 \triangle t^2 + \alpha^3 \triangle t^3)$

191. „ „ 19. „ no apakšas formulā $\triangle t$ veetā jabūt t,

191. „ „ 9. „ „ „ „ v_t „ „ v_t'

200. „ „ 5. „ „ „ „ m veetā jabūt m_1.

217. „ „ 10. „ „ „ „ $c_p < c_v$ „ $c_p > c_v$

219. „ „ 19. „ „ „ „ $pv^x = const$ „ $pv^\kappa = const$,

224. „ „ 1. „ „ „ „ atmosfera „ atmosferas,

250. „ „ 14. „ „ „ „ parmanentā „ permanentā,

278. „ „ 13. „ „ „ „ pazeminašanās „ pazeminašanos,

281. „ „ 22. „ „ augšas „ kordinatu „ koordinatu,

281. „ „ 4. „ „ apakšas „ atteciga „ atteeciga,

291. „ „ 8. „ „ augšas „ dsirdamu „ dzirdamu.