J. LANG, H. MARRAN, A. MITT,
H. MÜRK, A. PAE

FÜÜSIKA

ÜLDKURSUS

III

Eesti Riiklik Kirjastus

A-22786

J. LANG, H. MARRAN, A. MITT, H. MÜRK, A. PAE

FÜÜSIKA ÜLDKURSUS

II

TEINE, ÜMBERTÖÖTATUD JA
TÄIENDATUD TRÜKK

64468

EESTI RIIKLIK KIRJASTUS
TALLINN 1961

EESSÕNA

Käesolev «Füüsika üldkursus» II on samanimelise töö I osa loomulik jätk ja lõpposa. Samuti kui I osa, on ta mõeldud kasutamiseks TRÜ nende üliõpilaste jaoks, kellele füüsika ei ole põhiaineks.

Arvestades kasutajate suurt hulka ja nende programminõuete mitmekesisust, on materjali hulk loomulikult suurem, kui seda üksikule kasutajate rühmale vaja läheb. Mõned lisandused pole otseselt dikteeritud õppeprogrammide poolt, vaid on tehtud tervikluse huvides. On ju käesolev õpik esialgu ainuke sellelaadiline laiemale kasutajaskonnale määratud töö.

Aine käsitlusel on autorid püüdnud hoiduda konspektiivsusest, et soodustada raamatu kasutamist ka mittestatsionaarsete üliõpilaste poolt.

Käesoleva töö peatükid I ja II (§§ 1—73) on kirjutanud J. Lang, peatükid VII ja IX (§§ 135—144, 181—208) — H. Marran, VI, VIII, XI ja XII (§§ 119—134, 145—180, 227—241, 242—263) — A. Mitt, IV ja X (§§ 97—107, 209—226) — H. Mürk ja peatükid III ja V (§§ 74—96, 108—118) — A. Pae.

Tartu, veebruar 1950.

Autorid

TEISE TRÜKI EESSÕNA

Teise trüki redigeerimisel on lähtutud peamiselt TRÜ bioloogia-, farmaatsia- ja raviosakonnas ning põllumajanduslikes kõrgemates koolides praegu kehtivatest õppekavadest. Eelmise trükiga võrreldes on õpikus tehtud rida parandusi ja täiendusi.

Tartu, veebruar 1959.

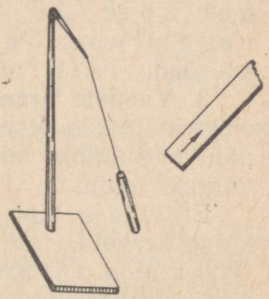
Autorid

ELEKTER

I. ELEKTROSTAATIKA

Põhinähtusi ja -mõisteid

1. Elektriseerimine. Elektrilaeng. Hõõrudes amalgaamitud[1] nahklapiga klaaspulka, omandab see mõned uued erilised omadused: näiteks tõmbab ta külge kergeid esemeid nagu paberiraasukesi või niidi otsas rippuvat paberist torukest — elektripendlit (joon. 1). Kokku puutunud klaaspulgaga, tõukub elektripendel sellest eemale. Hõõrdumise teel võime hõlpsasti viia erilisse, nn. elektriseeritud olekusse mitte ainult klaasist, vaid ka tervest reast teistest ainetest kehi, nagu eboniidist, merevaigust, kirjalakist, väävlist, plastmassist jne. Teatud võtete rakendamisel on hõõrdumise teel võimalik elektriseerida ükskõik missugusest ainest kehi, näiteks puupulka või raudnaelu.



Joon. 1. Elektripendel.

Kehade viimist elektriseeritud olekusse nimetatakse elektriseerimiseks, sealjuures esinevaid nähtusi ja tunge elektrilisteks nähtusteks ja tungideks, nende nähtuste põhjust aga elektriks (kr. k. *elektron* — merevaik). Elektrihulka nimetatakse teisiti ka elektrilaenguks, kehale elektrilaengu andmist aga laadimiseks.

Õpetus paigalolevatest elektrilaengutest kannab elektrostaatika nime. Seetõttu nimetatakse paigalolevate elektrilaengute puhul esinevaid nähtusi ka elektrostaatilisteks nähtusteks.

2. Positiivsed ja negatiivsed elektrilaengud. Hõõrudes amalgaamitud nahaga klaaspulka, tekkis viimasel elektrilaeng, mis tõmbas elektripendlit. Kokku puutudes elektripendliga läks osa klaaspulga elektrilaengust sellele üle. Et pärast seda elektripendel tõukus klaaspulgast eemale, siis järeldame, et samanimeli-

[1] Amalgaam — elavhõbeda ja mõne metalli sulam.

sed elektrilaengud tõukuvad. Selles võime veenduda ka teisiti, kasutades kahte elektripendlit: kui laadida nad samanimelise elektriga (näiteks klaaspulgast) ja lähendada teineteisele, tõukavad nad üksteist eemale.

Hoiame nüüd amalgaamitud nahklappi käes kummikindaga ja pärast klaaspulga hõõrumist nahklapiga puudutame viimasega elektripendlit. Näeme, et elektripendel eemaldub nahklapist. Järelikult klaaspulga hõõrumisel amalgaamitud nahaga ei elektriseerunud ainult klaaspulk, vaid ka nahk.

Laadides ühe elektripendli klaaspulgast ja teise nahklapist saadud elektriga ning lähendades pendlid teineteisele näeme, et nad tõmbuvad. Järelikult hõõrumisel tekkis nahklapil teistsugune elekter kui klaaspulgal. Nimetame klaaspulgal tekkinud elektrilaengut positiivseks (+), nahklapil tekkinut aga negatiivseks (—). Eelmine katse näitab, et positiivne ja negatiivne laeng tõmbuvad.

Eeltoodud viisil mitmesugusest ainest kehadega katsetades selgub, et hõõrumisel tekib alati kaks elektrilaengut korraga — ühel kehal positiivne ja teisel negatiivne. Samanimelised elektrilaengud tõukuvad, isenimelised aga tõmbuvad.

3. Vaadete areng elektri olemusele. Inimesel ei ole eri meelt elektrinähtuste otseseks tajumiseks ning sellepärast õpiti elektrinähtusi tundma hiljem kui teisi füüsikalisi nähtusi (mehaanika, valgus, soojus).

Et villase lapi või karusnahaga hõõrutud merevaik tõmbab külge kergeid esemeid, seda teadis juba kreeka filosoof Thales (600 a. e. m. a.). Kuid alles inglane William Gilbert (1600) näitas, et hõõrdumise abil on võimalik elektriseerida ka teisi aineid (klaas, portselan, väävel jt.). Ka võttis Gilbert esimesena tarvitusele sõna elekter. Ülaltoodud elektrinähtuste tekitamisviisile lisandus XVIII sajandi lõpul võimalus nende esilekutsumiseks keemiliste protsesside kaudu (Galvani, Volta).

XVIII sajandi keskpaiku tekkisid esimesed hüpoteesid elektri olemuse kohta. Franklini arvates on elekter kaalutu vedelik, millega on immutatud kõik kehad. Laadimata olekus on kehas teatud hulk seda vedelikku. Hõõrdumisel läheb osa sellest vedelikust ühelt kehalt üle teisele. Keha, milles on elektrivedelikku üle normi, on laetud positiivselt, alla normi — negatiivselt. Dufay ja Symmer kasutasid elektrinähtuste seletamiseks kahe erineva elektriliigi olemasolu. Mõlema teooria järgi toimub elektrilaengute vastastikune mõju kaugusse vahetult, ilma keskkonna abita (kaugmõju — actio in distans).

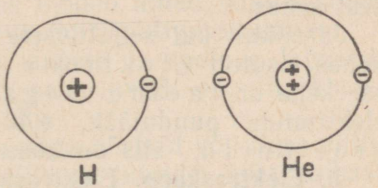
Kaugmõju õpetuse tõrjus XIX sajandil kõrvale Faraday-Maxwell'i elektrivälja teooria, mille järgi elektrilaengute vastastikune mõjutamine toimub nendega lahutamatult seotud elektriväljade kaudu.

XIX sajandi lõpul kujunes välja õpetus elektrilaengute *aatomaarsest struktuurist*, milles kasutatakse elektronide — negatiivsete elementaarlaengute mõistet. *Positiivsed elementaarlaengud* — positronid avastati alles 1932. a.

Kokkuvõttes võime väita, et elektrostaatiline väli on lahutamatult seotud iga laenguga ja et elekter üldse on *eriline materia esinemise vorm*.

Vene teadlastest uurisid elektrinähtusi esimestena XVIII sajandi keskpaiku M. V. *Lomonossov* ja G. V. *Richmann*. M. V. Lomonossovile kuulub teooria õhuelektri tekkimise kohta tõusvate õhuvoolude hõõrdumise mõjul.

4. Andmeid aatomi ehitusest. Kõik kehad koosnevad aatomitest ja need omakorda elektriliselt laetud väikestest osakestest — *negatiivse laenguga elektronidest* ja suhteliselt suurema massiga *positiivselt laetud tuumadest*. Näiteks vesinikuaatom (joon. 2) koosneb positiivselt laetud tuumast, mida nimetatakse *prootoniks*, ja selle ümber tiirlevast elektronist. Kui vesinikuaatom on neutraalne, s. o. ei avalda väljapoole elektrilist mõju, siis peab tuuma positiivne laeng suuruselt võrduma elektroni laenguga. Elektroni laeng on kõige väiksem elektrihulk ning seetõttu nimetatakse teda ka *elementaarlaenguks*.



Joon. 2. Vesiniku (H) ja heeliumi (He) aatomi skeem.

Neutraalses heeliumi aatomis on 2 elektroni (joon. 2), järelikult selle negatiivse laengu neutraliseerimiseks peab tuumas olema 2 niisama suurt positiivset laengut, millest kumbki võrdub vesinikuaatomi tuuma — prootoni — laenguga. Üldse on *igas neutraalses aatomis nii mitu elektroni, samuti tuumas nii mitu prootonit, kui suur on selle aatomi järjekorranumber Mendelejevi elementide perioodilisuse süsteemis*. Näiteks asetseb element uraan Mendelejevi perioodilisuse süsteemis 92. kohal, järelikult sisaldab uraani neutraalne aatom 92 elektroni ja aatomi tuum 92 prootonit.

Kui mõni keha või aatom on elektriliselt *neutraalne*, siis ei tähenda see veel, et selles kehas või aatomis elektrit ei ole, vaid et siin elektronide laengute summa võrdub tuumades asetsevate prootonite laengute summaga. Väljaspool neutraalset aatomit võetud punktides mõlema laengu kogumõju neutraliseerub, on null.

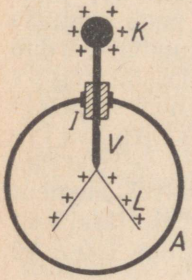
Peale elektronide ja prootonite mängivad aatomite ehituses tähtsat osa veel neutraalsed, s. o. laenguta osakesed — *neutronid*. Neutronid on massilt peaaegu võrdsed prootonitega ja moodustavad koos prootonitega aatomi tuuma.

Elektrilaengute liikumine metalses juhis kujutab endast ainult elektronide liikumist, sest positiivsed laengud on seotud aatomi tuumaga ja võivad ainult võnkuda oma keskasendi ümber.

Ülaltoodud kujutluste abil on võimalik seletada, miks kaks keha kokkupuute ehk kontakti mõjul omavad vastupidiseid laenguid. Igas juhis on teatud hulk n. ö. *vabu elektrone*, mis on väga nõrgalt seotud aatomituumadega. Neid vabu elektrone vaatleme kui gaasi — *elektrongaasi*. Samuti kui kahe gaasi kokkupuutel hakkavad nende osakesed liikuma suurema rõhuga gaasist väiksema rõhuga gaasi, nii ka kahe keha kokkupuute korral läheb osa elektrone ühelt kehalt üle teisele nende kehade elektrongaaside erineva rõhu tõttu. Kui kontakti mõjul elektronide hulk kehas väheneb, on ta laetud positiivselt, vastupidisel juhul aga — negatiivselt. Hõõrumise ülesanne kehade elektriseerimisel seisnebki nende kehade paremasse kontakti viimises; elektronide üleminek ühelt kehalt teisele aga oleneb vabade elektronide tihedusest kehas.

Järelikult kui negatiivsete laengute ümberasetuse tõttu mõnes kehas osutub *elektrone rohkem kui prootoneid*, siis see keha on *laetud negatiivselt*. Esineb aga selles kehas elektronide puudujääk, s. o. *elektrone on vähem kui prootoneid*, siis on keha *laetud positiivselt*.

5. Elektroskoop. Elektroskoop on riist, mille abil saab otsustada, kas keha on elektriliselt laetud või mitte ja mis märgiga see laeg on (+ või —). Ühtlasi võimaldab elektroskoop teatud määral otsustada ka laengu suuruse üle. Eelmistes katsetes täitsid meil elektroskoobi ülesannet kerged paberist pendlid.[1]



Joon. 3. Elektroskoop.

Kasutades samanimeliste laengute tõukumist, võime ehitada elektroskoobi vastavalt joonisel 3 antud skeemile. Siin on kinnisesse anumasse (*A*) läbi isoleeriva korgi (*I*) pistetud metallvarb (*V*). Varva välises otsas on harilikult metallkuulike (*K*), sisemises otsas aga kaks väga õhukest, juhtivast ainest ribakest ehk lehekest (*L*), mis on valmistatud kas hästi õhukesest paberist või kergetest alumiinium- või kuldlehekestest. Viimane on selleks eriti sobiv, sest kullast on võimalik teha õige õhukesi lehekesi, paksusega kuni 0,3 μ. Lehekeste väike kaal aga on väga oluline, sest muidu elektroskoop ei suuda näidata väikesi laenguid.

Kui kuulikesele anda näiteks positiivne laeng, levib see mööda metallvarba ka lehekestele. Samanimeliselt laetud lehekesed tõukuvad ja nad eemalduvad teineteisest seni, kuni lehekeste raskuse üks komponent tasakaalustab tõuketungi. Mida kergemad on lehekesed või mida suuremat laengut nad kannavad, seda

[1] Esimese skaalaga elektroskoobi ehitas vene akadeemik G. V. Richmann a. 1745.

kaugemale nad eemalduvad teineteisest. Lehekeste laialimineku ulatuse põhjal otsustamegi mitte ainult laengu olemasolu, vaid ka laengu suuruse üle elektroskoobis. Lehekesi ümbritsev kinnine anum on tarvilik nende kaitseks õhuliikumise (tuuletõmbuse) eest. Kirjeldatud elektroskoop on üks lihtsamaid. Sageli kasutatakse ka ühe lehekesega elektroskoope (vt. joon. 4), mis töötavad samal põhimõttel.

6. Juhid ja isolaatorid. Laetud elektroskoobi kuulikest näpuga puudutades näeme, et lehekesed langevad alla. Sellest järeldame, et elektrilaeng kandus elektroskoobilt üle meie kehale ning sealt omakorda maasse. Järelikult inimese keha juhib elektrit.

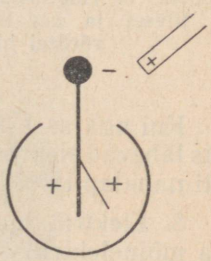
Laetud elektroskoopi puhta klaaspulgaga puudutades näeme, et laeng ei kao elektroskoobilt. Järelikult on klaas mittejuht ehk isolaator[1].

Üleminek isolaatoreilt juhtidele toimub võrdlemisi pidevalt. Ei ole absoluutselt täielikku isolaatorit ega ka juhti. Järgnevalt reastame mõned ained, alates kõige parematest juhtidest, järjest suureneva mittejuhtivuse suunas:

hõbe, vask, teised metallid, süsi, hapete ja soolade lahused, loomakude, lina, puuvill, kuiv puit, paber, siid, eboniit, klaas, vilgukivi, väävel, kvarts, merevaik, õhk.

Juhtides leidub aatomi tuumadega väga nõrgalt või üldse mitte seotud elektrone, mis võivad seetõttu liikuda juhtides ühest kohast teise. Isolaatorites aga on elektronid tugevasti seotud aatomi tuumadega ja seetõttu on nende liikumisvõimalused äärmiselt piiratud. See seletab, miks elektrilaeng saab juhti mööda liikuda, isolaatorit mööda aga mitte.

7. Mõjuelekter. Lähendame laadimata elektroskoobile positiivse laenguga klaaspulga (joon. 4). Lehekesed lähevad laiali, järelikult on elektroskoop laetud. Klaaspulga eemaldamisel kaob laeng elektroskoobilt. Sellest järeldame, et klaaspulgal oleva laengu mõjul tekkisid elektroskoobis võrdsed hulgad positiivset ja negatiivset elektrit, sest muidu poleks nad klaaspulga eemaldamisel jäägitult neutraliseerunud.



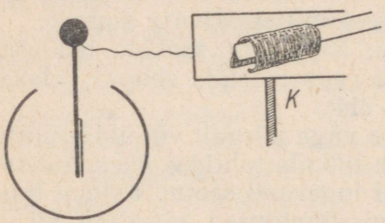
Joon. 4. Elektroskoop näitab laengut, kui talle lähendada laetud keha.

Laengu tekkimist isoleeritud juhis teise lähedaloleva laengu mõjul nimetame mõjuelektriliseks ehk elektrilise induktsiooni (ka influentsi) nähtuseks. Elektrilaengute vastastikusest mõjust lähtudes peaks elektroskoobis klaaspulgale lähemas otsas (kuulikesel) tekkima negatiivne laeng, s. o. elektronide ülejääk, kaugemas aga (lehekestel) — positiivne laeng, s. o. elektronide puudujääk. Selle oletuse kontrollimiseks puudutame mõjuelektriga laetud elektroskoobi nuppu näpuga.

[1] It. k. *isolare* — eraldama.

Lehekesed langevad alla. Järelikult maast juurdetulnud elektronid katsid viimaste puudujäägi lehekestel. Sedasama nähtust kirjeldatakse ka teisiti — lehekestel olev positiivne laeng läks keha kaudu maasse. Nüüd eemaldame klaaspulga. Elektroskoobi lehekesed lähevad uuesti laiali, sest klaaspulga laenguga seotud negatiivne laeng levis kuulikeselt ka lehekestele. Klaaspulka uuesti elektroskoobile lähendades näeme, et lehekeste hälve väheneb, sest klaaspulga positiivne laeng seob lehekestel olevat negatiivset laengut. Nii võime tuntud märgiga laengu abil kindlaks teha elektroskoobi laengu märgi.

Varem (§ 2) nägime, et hõõrumisel tekib alati nii positiivset kui ka negatiivset elektrit. Mõjuelektrilise nähtuse abil saab näidata, et hõõrumisel tekib positiivset ja negatiivset elektrit samal hulgal. Selleks võtame juhtivast ainest anuma *K* (joon. 5), mis on maast isoleeritud ja ühendatud elektroskoobiga. Hõõrume klaaspulka vastu isoleeritud (kummikindaga hoitud) nahklappi ja asetame mõlemad korraga anumasse. Elektroskoop laengut ei näita, järelikult puudub laeng ka anuma välispinnal. Sellest järeldame, et anuma õõnes on positiivset ja negatiivset elektrit võrdsel hulgal, sest ühe laengu ülekaalu korral oleks ka juhi välispinnal samanimeline laeng ja elektroskoobi lehekesed läheksid laiali.



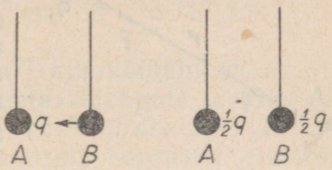
Joon. 5. Hõõrumisel tekib positiivset ja negatiivset elektrit võrdsel hulgal.

Kui aga asetame anumasse ainult kas nahklapi või klaaspulga, siis lähevad elektroskoobi lehekesed laiali. Järelikult oli elektrilaeng nii nahklapil kui ka klaaspulgal olemas.

8. Elektrihulga jäävus. Eespool nägime, et nii hõõrumisel kui ka mõjuelektrilistes nähtustes tekib alati kaks isenimelist laengut korraga ja mõlemaid võrdsel hulgal. Järelikult elektriseerimine on neutraalses kehas olevate võrdsete isenimeliste elektrilaengute teineteisest eraldamine, mitte aga nende laengute tekitamine. Elektrit kui materiaalset esinemise vormi ei saa luua ega hävitada; samuti kui aine- ja energiahulk, nii on ka positiivsete ja negatiivsete elektrihulkade algebraline summa jääv.

Samale tulemusele elektrihulga jäävusest jõuame ka lähtudes positiivse või negatiivse elektrilaengu kujutlusest kui elektronide puudu- või ülejäägist nende liikumisel ühelt kehalt teisele. Seejuures jääb elektronide hulk alati endiseks.

9. Coulomb'i seadus. Laenguühik. Võtame kaks ühesuguse raadiusega metallkerakest *A* ja *B*. Laeme ühe neist — näiteks *A* — ja puudutame teda teise kerakesega *B* (joon. 6). Nüüd jaguneb kerakese *A* laeng kerakeste *A* ja *B* vahel võrdselt, järelikult omab kumbki neist $^1/_2$ kerakese *A* esialgsest laengust. Kui puudutada laetud kerakest *A* korraga kahe samasuguse kerakesega *B* ja *C*, jaguneb kerakese *A* laeng kolmeks võrdseks osaks ja igaüks kokkupuutunud kerakestest kannab $^1/_3$ kerakese *A* esialgsest laengust. Nii on võimalik antud kerakese laengut vähendada 2, 3 jne. korda ja võrrelda elektrilaenguid nende suuruselt.



Joon. 6. Laengu poolitamine.

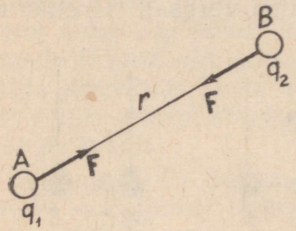


Charles Augustin de Coulomb

Prantsuse füüsik Coulomb [1] (loe: kulón) uuris esimesena üksikasjaliselt elektrilaengute vastastikust mõju kvantitatiivsest kül-

[1] Charles Augustin de Coulomb (1736—1806), prantsuse insener ja füüsik. Uuris lähemalt hõõrumisnähtusi, samuti elektrilaengute ja magnetpooluste vastastikust mõju. Nende uurimuste tulemused on kokku võetud Coulomb'i-nimelistes seadustes.

jest. Selleks kasutas ta erilist tema poolt ehitatud tundlikku kaalu, nn. torsioonkaalu. Nende uurimuste tulemused on kokku võetud Coulomb'i-nimelises seaduses (1785. a.) järgmiselt: vaakuumis mõjuvad kaks punktlaengut teineteisesse (tõmbuvad või tõukuvad) neid laenguid ühendava sirge sihis tungiga, mis on võrdeline laengute suurusega ning pöördvõrdeline laengutevahelise kauguse ruuduga. Matemaatiliselt võime seda üles kirjutada järgmiselt: (joon. 7)



Joon. 7. Punktlaengute vastastikune mõju

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus k on võrdeteguriks, mis sõltub ühikute valikust. Kui aga $k = 1$, siis võtab valem (1) lihtsama kuju:

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \cdot \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Nüüd on võimalik vabalt valida ainult kahe suuruse ühikuid, sest ühest võrrandist saame määrata ainult ühe tundmatu. Kui $F = 1$ düün ja $r = 1$ cm, siis võrdsete laengute puhul $q_1 = q_2 = 1$ laenguühik (lü). Järelikult laenguühikuks on võetud niisugune punktlaeng, mis vaakuumis teisele niisama suurele laengule 1 cm kaugusel mõjub tungiga 1 dn.

Sel viisil defineeritud laenguühik kannab absoluutse elektrostaatilise (cgse-süsteemi) laenguühiku nimetust. Lühidalt tähistame seda sümboliga lü. Laenguühik on väga väike elektrihulga ühik. Sellepärast kasutatakse praktikas temast $3 \cdot 10^9$ ehk 3 miljardit korda suuremat ühikut — kulonit (C).

$$1 \text{ kulon} = 3 \cdot 10^9 \text{ lü}.$$

Tuleb silmas pidada, et eelmine Coulomb'i seaduse sõnastus on kehtiv ainult punktlaengute kohta, s. o. niisuguste kehade kohta, millede ruumala võrreldes laengutevahelise kaugusega on niivõrd väike, et praktiliselt võime lugeda laengu koondatuks ühte punkti. Igasuguste laetud kehade puhul ei ole Coulomb'i seadus otseselt rakendatav. Samuti on eeldatud, et üksteisesse mõjuvad laengud asetsevad vaakuumis. Igasugune laengutevaheline keskkond vähendab elektrilaengute vastastikust mõju (vt. § 23).

Laenguühiku (lü) dimensiooni arvutame valemist

$$F \text{ dn} = \frac{q_1 \text{lü} \cdot q_2 \text{lü}}{(r \text{ cm})^2}.$$

Seejuures lähtume tõsiasjast, et valemis esinevate suuruste nimetustega võime teha samu tehteid nagu neile vastavate arvudegagi. Nii saame:

$$dn = \frac{lü^2}{cm^2}, \text{ millest}$$

$$lü = \sqrt{dn \cdot cm^2} = \sqrt{\frac{gcm}{s^2} \cdot cm^2} = g^{\frac{1}{2}} cm^{\frac{3}{2}} s^{-1} = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}.$$

M tähistab siin massi-, L pikkuse- ja T aja mõõtühikut.

Lõpuks toome mõned andmed elementaarlaengute ja -osakeste suuruse kohta. Elektroni laeng on $4{,}80 \cdot 10^{-10}$ lü ehk $1{,}60 \cdot 10^{-19}$ C. Tuuma positiivsed laengud on absoluutselt suuruselt elektroni laengu täisarv-kordsed; näiteks vesiniku aatomi tuum sisaldab 1 ja uraani aatomi tuum 92 elementaarlaengut.

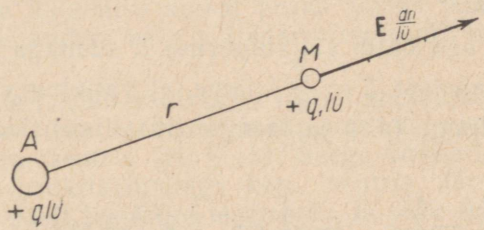
Näide. Kui tugevasti tõukuksid teineteisest kaks samanimelist 1 kuloni suurust punktlaengut, kui nendevaheline kaugus on 1 km?

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{(3 \cdot 10^9)^2}{(10^5)^2} = 9 \cdot 10^8 dn \approx$$

$$\approx 9{,}2 \cdot 10^5 G = 920 \text{ kG}.$$

Saadud tulemusest võib järeldada, et kulon on väga suur elektrihulk.

10. Elektriväli. Elektrivälja tugevus. Elektriseeritud klaaspulk tõmbab külge eemalasuvaid kergeid esemeid — paberiraasukesi. Sellest järeldame, et elektrilaengu mõjul tekivad laengut ümbritsevas ruumis elektritungid. Ruumkonda, kus antud elektrilaengu mõjul tekivad veel kindlakstehtavad elektritungid, nimetatakse selle laengu elektriväljaks.



Joon. 8. Elektrivälja tugevus punktis *M*.

Elektrivälja iseloomustamiseks kasutatakse mitut mõistet: elektrivälja tugevust, tungjooni ja potentsiaali. Tutvume nendega üksikasjalisemalt.

Elektrivälja tugevust (E) välja antud punktis mõõdetakse sellesse punkti asetatud positiivsesse laenguühikusse mõjuva tungiga. Olgu punktis A (joon. 8) laeng $+q$ lü ja sellest kaugusel r cm asuvas punktis M laeng $+q_1$ lü. Nende laengute vahelise tungi F suurust düünides väljendab valem

$$F = \frac{q \cdot q_1}{r^2}.$$

Järelikult punkti M asetatud laengule $+1$ lü mõjuva tungi suurus, mis on ühtlasi ka elektrivälja tugevuse suuruseks E, väljendub valemiga:

$$E = \frac{F}{q_1} = \frac{q}{r^2} \frac{\text{dn}}{\text{lü}}.$$

Elektrivälja tugevuse suund ühtib punktlaengusse $+1$ lü mõjuva tungi suunaga. Väljatugevus E on vektoriline suurus, sest ta on määratud tungi (vektor) ja laengu (skaalar) suhtega.

Nn. proovilaenguks, mille abil uuritakse mõne laengu ümber olevat elektrivälja, võetakse alati $+1$ lü. Seega saame väljatugevuse E kui vektori jaoks igas punktis kindla suuruse ja suuna. Elektrivälja tugevust E kujutame graafiliselt noolega, mille suund ühtib selles punktis mõjuva elektritungi suunaga, pikkus aga vastab elektrivälja tugevuse suurusele (joon. 8).

Teades väljatugevust E antud punktis, on lihtne määrata tungi F, millega väli mõjub sellesse punkti paigutatud punktlaengule q. Valemist $E = \frac{F}{q}$ järgneb: $F = qE$. Siit saame mõjuva tungi suuruse, ta suund aga ühtib väljatugevuse E suunaga selles punktis.

Lähtudes valemist $E = \frac{F}{q}$ leiame, et väljatugevuse E dimensioon võrdub tungi (dn) ja laengu (lü) dimensioonide suhtega, s. o.

$$\frac{\text{dn}}{\text{lü}} = \frac{\text{g cm}}{\text{s}^2} : \text{g}^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{3}{2}} \text{s}^{-1} = \text{g}^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{-\frac{1}{2}} \text{s}^{-1} = \text{M}^{\frac{1}{2}} \text{L}^{-\frac{1}{2}} \text{T}^{-1}.$$

Kõik katsed seletada elektrivälja teiste meile juba tuntud nähtuste — näiteks mehaaniliste — abil pole andnud tulemusi. Sellepärast tuleb elektrivälja võtta kui iseseisvat objektiivset füüsilist reaalsust, kui uut mateeria esinemise vormi, mis ei taandu teistele mateeria esinemise vormidele.

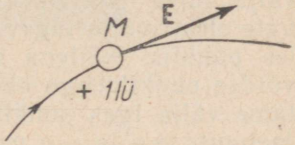
Näide 1. Määrata punktlaengu $q = 100$ lü ümber tekkiva elektrivälja tugevuse suurus kaugusel $r = 5$ cm laengust.

$$E = \frac{q}{r^2} = \frac{100}{5^2} = 4 \frac{\text{dn}}{\text{lü}}.$$

N ä i d e 2. Väljatugevuse suurus antud punktis on 10 $\frac{\text{dn}}{\text{lü}}$. Kui tugevasti mõjub väli sellesse punkti paigutatud punktlaengule $q = 2 \cdot 10^{-7}$ C?

$$F = qE = 2 \cdot 10^{-7} \cdot 3 \cdot 10^9 \cdot 10 = 6 \cdot 10^3 \text{ dn} \approx 6 \text{ G}.$$

11. Tungjooned. Elektriväljas asuvale laengule mõjub elektritung. Vaba elektrilaeng, näiteks + 1 lü, hakkab sellepärast elektriväljas liikuma. Kui eeldada, et vaadeldav elektrilaeng on i n e r t s i v a b a ja teisi tunge peale elektrivälja mõju ei esine, siis v a b a l a e n g u l i i k u m i s s u u n d ü h t i b v ä l j a i g a s p u n k t i s e l e k t r i v ä l j a t u g e v u s e s u u n a g a s e l l e s p u n k t i s (joon. 9).

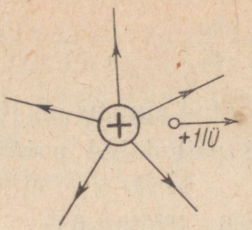


Joon. 9. Vaba laeng liigub elektrivälja tugevuse suunas.

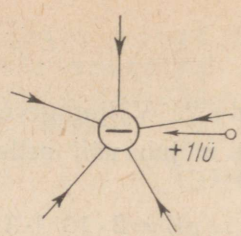
Kõverat, mida mööda liigub vaba positiivne elektrilaeng elektriväljas, nimetame e l e k t r i t u n g j o o n e k s. Tungjoonele igas punktis konstrueeritud puutuja näitab elektritungi m õ j u m i s s u u n d a selles punktis. Seega on elektri tungjooned näitlikuks (graafiliseks) vahendiks elektriväljas mõjuvate tungide s u u n a ja teatud tingimustel (vt. § 12) ka suuruse kujutamiseks.

Tungjoone definitsioonist järgneb, et e l e k t r i v ä l j a t u n g j o o n e d e i l õ i k u. Tõepoolest, kuigi samas punktis mõjub mitu tungi, on nende resultandiks alati üks tung, mille suunas hakkabki liikuma vaba laeng ja mis määrab tungjoone suuna selles punktis. Tungjoonte lõikumise korral peaks samas punktis mõjuvate tungide liitmine andma kaks või enam resultanti, mis aga osutub võimatuks.

Matemaatiliselt võib näidata, et laetud kerakujuline juht mõjub väljaspool seda kera asuvasse laengusse nii, nagu asuks kera kogu laeng kera tsentris (vt. § 13). Seega võime laetud kerapinnad asendada punktlaengutega kera tsentris. Järelikult ka laetud kerapinna poolt tekitatud elektriväli ja selle tungjooned ühtivad niisama suure punktlaengu poolt tekitatud elektrivälja ja ta tungjoontega. Et kaks punktlaengut mõjuvad teineteisesse neid ühendava sirge sihis, siis plusslaengu puhul elektrivälja tungjooned lähtuvad radiaalsete sirgetena punktlaengust, miinuslaengu puhul aga suubuvad sellesse (joon. 10 ja 11). E l e k t r i v ä l j a t u n g j o o n e d a l g a v a d a l a t i p o s i t i i v s e l t l a e t u d k e h a d e l t j a l õ p e v a d n e g a t i i v s e l t l a e t u d k e h a d e l. Kinnisi või laenguga mittelõppevaid tungjooni elektrostaatilises väljas ei esine.

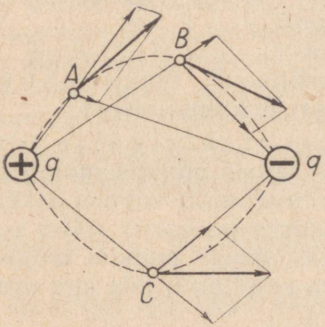


Joon. 10. Positiivse punktlaengu tungjooned.

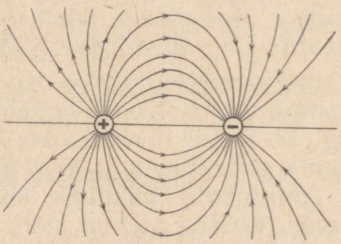


Joon. 11. Negatiivse punktlaengu tungjooned.

Et leida kahe või enama punktlaengu koosmõjul tekkivat elektrivälja, tuleb igas punktis kindlaks teha kõigi selles punktis mõjuvate elektrivälja tugevuste resultant, mis määrabki tungjoone selles punktis. Näitena vaatleme kahe isenimelise, kuid suuruselt võrdse punktlaengu elektrivälja tungjooni (joon. 12). Selleks ehitame välja igas punktis (A, B, C) tungivektorid, mis kujutavad laengute $+q$ ja $-q$ mõju neis punktides laengule $+1$ lü. Saadud tungivektorid liidame. Nende resultant ongi väljatugevuse vektoriks vaadeldavas punktis.



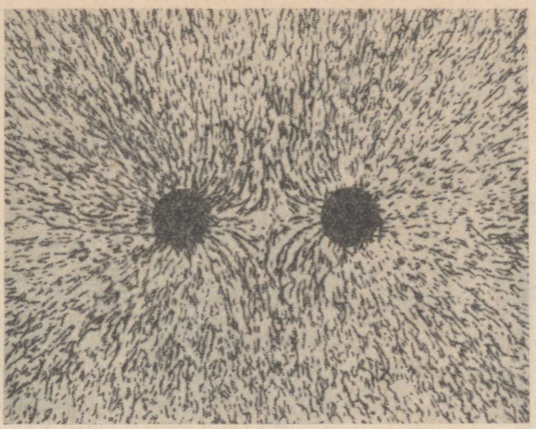
Joon. 12. Kahe isenimelise punktlaengu tungivälja liitmine.



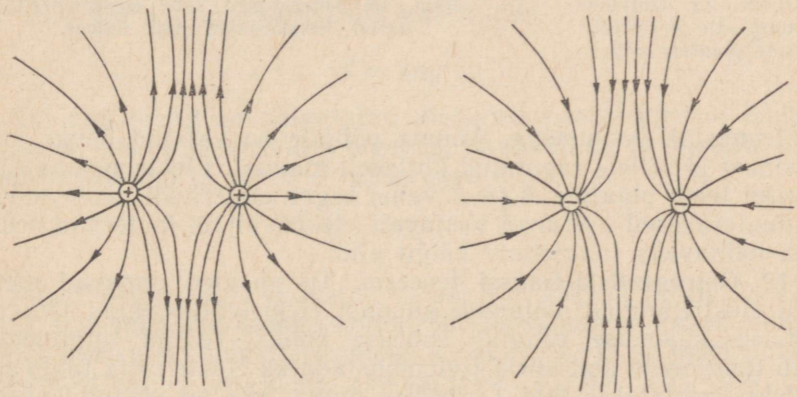
Joon. 13. Kahe isenimelise võrdse punktlaengu elektrivälja tungjooned.

Elektrilaengu tasakaalu korral juhi pinnal lähtuvad tungjooned juhist või suubuvad sellesse r i s t i p i n n a g a, sest muidu ei saaks vastav elektrilaeng juhi pinnal paigal püsida, vaid hakkaks liikuma.

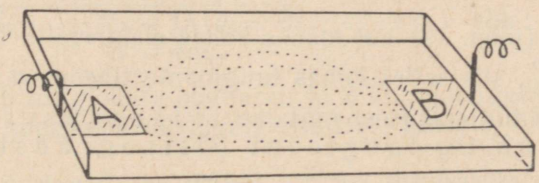
Juhul kui meil on tegemist kahe isenimeliselt laetud paralleelselt asetatud plaadiga (joon. 17), siis nende plaatide vahel kulgevad tungjooned sirgetena positiivselt laetud plaadilt negatiivselt laetud plaadile, moodustades mõlema plaadi vahel ühtlase ehk homogeense tungivälja.



Joon. 14. Kahe samanimelise võrdse punktlaengu elektrivälja kujutav foto.

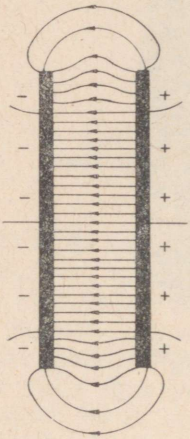


Joon. 15. Kahe samanimelise võrdse punktlaengu elektrivälja tungjooned.

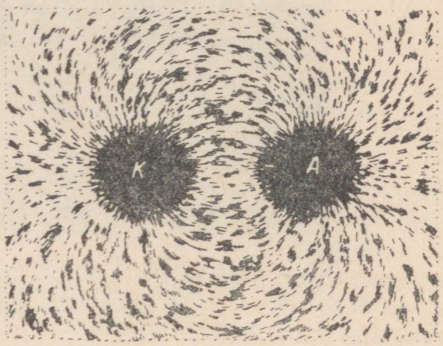


Joon. 16. Elektrivälja tungjoonte demonstreerimine.

Elektrivälja tungjoonte käiku võime demonstreerida järgmise lihtsa katse abil (joon. 16). Madalasse klaaspõhjaga anumasse on asetatud kaks õhukest metallplaati (*A* ja *B*), mis on ühendatud



Joon. 17. Ühtlane tungiväli paralleelsete plaatide vahel.



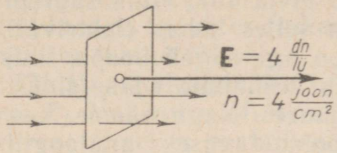
Joon. 18. Tungjooned kahe isenimeliselt laetud kerakujulise juhi ümber.

elektrimasina poolustega. Anuma põhjale on valatud õhuke kiht riitsinust ja sellele raputatud ühtlaselt mannat. Elektrimasina töötamisel tekib plaatide *A* ja *B* vahel tugev elektriväli, mille mõjul mannaterakesed asetuvad vastavalt elektriväljale ja teevad sedaviisi nähtavaks tungjoonte käigu pildi.

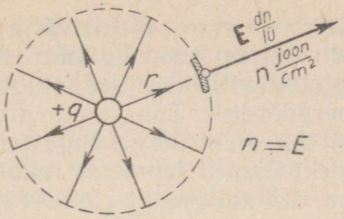
12. Ostrogradski-Gaussi teoreem. Tungjooned annavad meile pildi elektritungide mõjumise suunast elektriväljas, kuid jätavad lahtiseks küsimuse tungide suuruse kohta. Teatud tingimustel saab tungjoonte abil siiski iseloomustada ka elektrivälja tugevust. Selleks kujutatakse läbi 1 cm²-lise pinna, mis on võetud risti elektrivälja tugevuse vektoriga, ühtlaselt nii mitu tungjoont, kui suur on selle koha väljatugevus. Lühidalt — tungjoontetihedus (*n*) antud kohas loetakse arvuliselt võrdseks väljatugevuse suurusega (*E*) selles kohas.

Näiteks (joon. 19) kui mõnes kohas elektrivälja tugevuse suurus $E = 4\frac{dn}{lü}$, siis selles kohas tungjoonte tihedus $n = 4\frac{\text{joont}}{\text{cm}^2}$. Lähtudes tehtud eeldusest näitame, et laengust suurusega q lü väljub $4\pi q$ tungjoont (Ostrogradski-Gaussi teoreem).[1]

[1] Mihhail Vassiljevitš Ostrogradski (1801—1861), vene matemaatik. Õppis Harkovis ja Pariisis, 1831. a. alates Vene Teaduste Akadeemia



Joon. 19. Tungjoonte arv (risti läbi 1 cm²) on arvuliselt võrdne väljatugevuse suurusega.



Joon. 20. Tungjoonte arv ei olene kerapinna raadiusest.

Esitatud väite tõestuseks oletame, et antud punktlaengust q, mille läheduses puuduvad teised laengud, väljub N tungjoont (joon. 20). Kujutleme ümber punktlaengu kerapinna raadiusega r cm. Elektrivälja tugevus sel kerapinnal on konstantne: $E = \frac{q}{r^2}$. Järelikult iga cm² kerapinda läbiv tungjoonte arv, s. o. tungjoonte tihedus $n = E = \frac{q}{r^2}$. Kogu kerapinda läbiv tungjoonte arv $N = 4\pi r^2 \cdot n = 4\pi r^2 \cdot \frac{q}{r^2} = 4\pi q$. Niisiis vaakuumis

$$N = 4\pi q.$$

Kui aga laeng on paigutatud dielektrikusse elektrilise läbitavusega ε, siis on elektrivälja tugevus, järelikult ka tungjoonte arv, ε korda väiksem ja eelmine valem saab kuju

$$N = \frac{4\pi q}{\varepsilon}.$$

Punktlaengu kohta tuletatud valem $N = 4\pi q$ on kehtiv ka üldjuhul, s. o. mistahes laengu kohta. Selleks lahutame antud laengu mõttes üksikuteks punktlaenguteks q_1, q_2 ... q_n. Olgu neist punktlaengutest väljuv tungjoonte arv vastavalt N_1, N_2 ... N_n. Siis

$$\begin{aligned} N_1 &= 4\pi q_1 \\ N_2 &= 4\pi q_2 \\ &\cdots\cdots \\ N_n &= 4\pi q_n \end{aligned}$$

$$N_1 + N_2 \ldots + N_n = 4\pi(q_1 + q_2 + \ldots + q_n) \text{ ehk}$$
$$N = 4\pi q,$$

kus N tähistab tungjoonte koguarvu ja q kogulaengut.

Kujutades tungjooni vastavalt eelmisele seosele, näitavad nad

korraline liige. Avaldanud rea tähtsaid uurimusi matemaatika ja mehaanika alalt.

Karl Friedrich Gauss (1777—1855), saksa matemaatik, avaldas tähtsaid uurimusi ka magnetismi, taevakehade mehaanika ja mitmelt muult alalt.

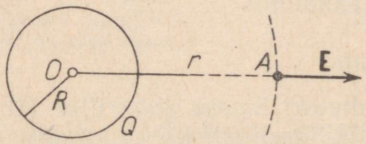
meile mitte ainult elektrivälja tugevuse suunda, vaid oma tiheduse kaudu ühtlasi ka selle suurust (joon. 14 ja 15). Mida suurem on tungjoonte tihedus, seda tugevam on selles kohas elektriväli, ja ümberpöördult. Tungjoonte tihedust on aga sageli hoopis lihtsam leida kui elektrivälja tugevust. Selles veendume edaspidi Ostrogradski-Gaussi teoreemi rakenduste juures. Nagu näeme, kasutatakse siin tungjooni elektrivälja iseloomustamiseks analoogiliselt voolujoontega vedelike voolamise iseloomustamiseks hüdrodünaamikas.

N ä i d e. Määrata punktlaengust $q = 150$ lü väljuvate tungjoonte arv N ja joonte tihedus n $r = 10$ cm kaugusel laengust.

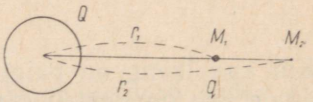
$$N = 4\pi q = 4\pi \cdot 150 = 1884 \text{ joont;}$$

$$n = \frac{N}{4\pi r^2} = \frac{q}{r^2} = \frac{150}{10^2} = 1{,}5 \frac{\text{joont}}{\text{cm}^2}.$$

13. Laetud kera elektrivälja tugevus. Olgu juhist keral (joon. 21) laeng $+Q$. Määrame elektrivälja tugevuse E punktis A kaugusel r kera tsentrist. Kasutame selleks Ostrogradski-Gaussi teoreemi.



Joon. 21. Laetud kera elektrivälja tugevus.



Joon. 22. Elektriväljas tehtud töö arvutamine.

Kera ühtlase kõveruse tõttu jaguneb laeng Q kerapinnal ühtlaselt ja tungjooned väljuvad igas suunas sama tihedusega. Tungjoonte koguarv Ostrogradski-Gaussi teoreemi põhjal on $4\pi Q$ ja tungjoonte tihedus kaugusel r (kohas A):

$$n = \frac{4\pi Q}{4\pi r^2} = \frac{Q}{r^2}.$$

Eespool veendusime, et tungjoonte tihedus välja antud punktis võrdub väljatugevuse suurusega selles punktis, s. o. $n = E$. Seetõttu

$$E = \frac{Q}{r^2}.$$

14. Töö laengu liikumisel elektriväljas. Olgu kerapinnal laeng Q (joon. 22). Selle kerapinna ümber kaugusel r kera tsentrist elektrivälja tugevus $E = \frac{Q}{r^2}$. Elektrivälja tungjooned lähtuvad kerapinnalt radiaalselt.

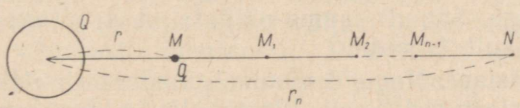
Olgu välja mingis punktis M_1 laeng q, mis on samanimeline laenguga Q. Sel juhul nad tõukuvad. Nihkugu laeng q elektrivälja mõjul laengu Q suhtes radiaalselt pisut edasi punkti M_2. Arvutame seejuures tehtud töö A_{12}.

Tähistame elektrivälja tugevused punktides M_1 ja M_2 vastavalt E_1 ja E_2. Vahemiku M_1M_2 väiksuse tõttu võime lugeda elektrivälja tugevust E selles praktiliselt konstantseks ja nimelt võrdseks E_1 ja E_2 geomeetrilise keskmisega, s. o. $E = \sqrt{E_1E_2}$. Laengu q nihkumisel punktist M_1 punkti M_2 tehtud töö $A_{12} = qE \cdot M_1M_2$. Asendades selles valemis E ja M_1M_2 neile vastavate väärtustega, saame:

$$A_{12} = q\sqrt{E_1E_2}(r_2 - r_1) = q\sqrt{\frac{Q^2}{r_1^2 r_2^2}}(r_2 - r_1) =$$

$$= qQ\frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2} = qQ\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Rakendame nüüd saadud valemit (1) tööhulga arvutamiseks laengu liikumisel elektriväljas mistahes vahemikus MN (joon. 23). Selleks jaotame vahemiku MN n sedavõrd väikeseks osaks MM_1,



Joon. 23. Töö laengu liikumisel vahemikus MN.

$M_1M_2, \ldots M_{n-1}N$, et neis kehtiks valem (1). Kogu elektrivälja töö A vahemikus MN võrdub üksikutes vahemikkudes tehtud tööde summaga, s. o. $A = A_{01} + A_{12} + \ldots + A_{n-1,\,n}$. Rakendades valemit (1) saame:

$$A_{01} = qQ\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right)$$

$$A_{12} = qQ\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

. . . . . .

$$A_{n-1,\,n} = qQ\left(\frac{1}{r_{n-1}} - \frac{1}{r_n}\right)$$

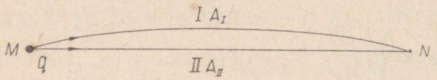
$$A_{01} + A_{12} + \ldots + A_{n-1,\,n} = qQ\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_1} - \ldots - \frac{1}{r_n}\right) \text{ ehk}$$

$$A = qQ\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_n}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Juhul, kui punkt N järjest kaugeneb, n. ö. läheneb lõpmatusele, siis murd $\frac{1}{r_n}$ valemis (2) läheneb nullile ja valem (2) võtab kuju

$$A = \frac{qQ}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Kasutades energia jäävuse seadust, võib näidata, et elektrostaatilise välja töö oleneb ainult liikuva laengu alg- ja lõppasendist, mitte aga sellest, missugust teed mööda laeng liigub algasendist lõppasendisse. Tõepoolest, liikugu laeng q elektriväljas punktist M punkti N mööda teed I või II (joon. 24). Olgu seejuures tehtud tööhulgad A_I ja A_{II}. Tööhulk, mida elektriväli teeb laengu q viimiseks punktist M punkti N mööda teed I või II, võrdub tööhulgaga, mis kulub laengu tagasitoomiseks sama teed mööda. Oletame, et tööhulgad A_I ja A_{II} ei ole võrdsed, vaid et näiteks A_I on suurem kui A_{II}. Viies siis laengu punkti N I teed mööda ja tuues tagasi punkti M II teed mööda, saaksime töö ülejäägi $A_I - A_{II}$, s. o. tööd ei millestki. See aga on vastuolus energia jäävuse seadusega. Samuti saame näidata, et A_I ei saa olla väiksem kui A_{II}. Järelikult $A_I = A_{II}$.



Joon. 24. Töö oleneb ainult laengu alg- ja lõppasendist.

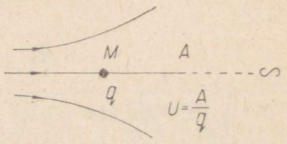
15. Potentsiaal. Nagu eespool nägime, oleneb elektrostaatilises väljas liikuva laengu töö selle laengu alg- ja lõppasendist. Seetõttu võime kasutada tööd elektrivälja üksikute punktide iseloomustamiseks. Seda tehakse potentsiaali mõiste abil. Elektrivälja punkti potentsiaal mõõtub tööhulgaga, mida teevad elektrivälja tungid ühe laenguühiku viimisel antud punktist väljapoole selle elektrivälja mõjupiirkonda.

Näiteks kui punktis M (joon. 25) on laeng q ja selle väljaviimiseks elektriväljast tehtud tööhulk on A, siis punkti M potentsiaal U väljendub üldjuhul valemiga:

$$U = \frac{A}{q} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Saadud valemist võime tuletada potentsiaali ühikud. Üldjuhul on selleks niisuguse punkti potentsiaal, kus 1 laenguühiku väljaviimiseks elektriväljast kulub 1 ühik tööd, s. o. $U = 1$, kui $q = 1$ ja $A = 1$.

cgse-süsteemis, kus $q = 1$ lü ja $A = 1$ erg, on potentsiaali ühikuks 1 $\frac{\text{erg}}{\text{lü}}$ ehk pü.



Joon. 25. Skeem potentsiaali mõiste selgitamiseks.

Praktilises süsteemis $q = 1$ kulon ja $A = 1$ dž ning potentsiaali ühikuks on 1 $\frac{\text{dž}}{\text{kulon}}$ ehk volt (V).

Leiame seose nende ühikute vahel.

$$1 \text{ pü} = \frac{1 \text{ erg}}{1 \text{ lü}} = \frac{10^{-7} \text{ dž}}{\frac{1}{3} \cdot 10^{-9} \text{ kulon}} = 300 \frac{\text{dž}}{\text{kulon}} = 300 \text{ volti.}$$

Seega

$$1 \text{ V} = \frac{1}{300} \text{ pü.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Valemist (1) saame üldjuhul:

$$A = q \cdot U. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

cgse-süsteemis:

$$A \text{ ergi} = q \text{ lü} \cdot U \text{ pü.}$$

Praktilises süsteemis:

$$A \text{ džauli} = q \text{ kulonit} \cdot U \text{ volti.}$$

Et elektrilaengu väli ulatub teoreetiliselt lõpmatusse, siis laengu väljaviimise asemel elektriväljast kõneldakse sageli ka elektrilaengu viimisest lõpmatusse. Praktiliselt pole vajadust laengu mõju kõrvaldamiseks minna lõpmatusse, sest laengutevahelised tungid vähenevad kiiresti, nimelt pöördvõrdeliselt kauguse ruuduga (vt. § 9).

Eespool vaadeldud juhul tegi tööd elektriväli: tema potentsiaalne energia väheneb, kuid samavõrra suurenes liikuva laengu energia. Ümberpöördult, kui tahame tuua laengu lõpmatusest antud elektrivälja punkti, siis peame tegema tööd elektrivälja tungide vastu, järelikult elektrivälja potentsiaalne energia vastavalt suureneb. Varem nägime, et 1 pü $= 1 \frac{\text{erg}}{\text{lü}}$. Sellest lähtudes võime määrata pü dimensiooni:

$$\text{pü} = \frac{\text{erg}}{\text{lü}} = \frac{\text{g cm}^2}{\text{s}^2} : (\text{g}^{1/2} \text{cm}^{3/2} \text{s}^{-1}) =$$

$$\text{g}^{1/2} \text{ cm}^{1/2} \text{ s}^{-1} = \text{M}^{1/2} \text{L}^{1/2} \text{T}^{-1}.$$

Punktlaengu ja laetud kera elektrivälja poolt tekitatud potentsiaali määramiseks võime kasutada §14 tuletatud valemit

$$A = \frac{qQ}{r},$$

kus Q on kerapinna laeng ja r kaugus kera tsentrist. Taandades selle töö ühele laenguühikule, saamegi vastava punkti potentsiaali:

$$U = \frac{A}{q} = \frac{Q}{r}.$$

Kui vaadeldav punkt asub kerapinnal, mille raadius on R, siis $r = R$ ja kerapinna potentsiaal

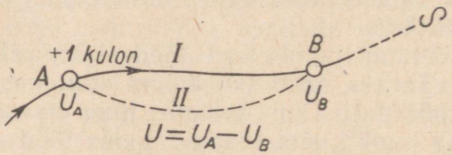
$$U = \frac{Q}{R}.$$

N ä i d e. Kerale raadiusega $R = 5$ cm on antud laeng $Q = 750$ lü. Arvutada elektrivälja tugevus ja potentsiaal selle kera pinnal.

$$E = \frac{Q}{R^2} = \frac{750}{5^2} = 30 \frac{\text{dn}}{\text{lü}}.$$

$$U = \frac{Q}{R} = \frac{750}{5} = 150 \text{ pü}.$$

16. Pinge. Potentsiaali mõiste selgitamisel kujutlesime, et laeng liigub elektrivälja toimel lõpmatusse. Praktiliselt aga liiguvad elektrilaengud mitte lõpmatusse, vaid konkreetselt ühelt kehalt teisele. Seega tegelik küsimuste lahendamine taandub kahe punkti p o t e n t s i a a l i d e v a h e ehk p i n g e määramisele. Missuguse potentsiaali me seejuures nulliks loeme, on täiesti ükskõik. Praktilistel kaalutlustel on Maa kui meile kõige suurema kergesti kättesaadava keha potentsiaal võetud nulliks. Seega keha potentsiaal on tegelikult tema pinge Maa suhtes.



Joon. 26. Kahe punkti vaheline pinge võrdub nende punktide potentsiaalide vahega.

Kui näiteks (joon. 26) 1 kulon liigub mõnda tungjoont mööda punktist A punkti B ja sealt edasi lõpmatusse, siis, kasutades praktilist mõõtühikute süsteemi, on elektrivälja poolt tehtud töö U_A džauli, kui punkti A potentsiaal on U_A volti. Et punktist B lõpmatusse kulgemisel vastav tööhulk võrdub U_B džauliga, siis on vahemikus AB elektrivälja poolt tehtud tööhulk $U_A - U_B = U$ džauli. Võttes 1 kuloni asemele q kulonit, väljendub vastav tööhulk A valemiga

$$A = q(U_A - U_B) = qU.$$

Siin saame tööhulga A džaulides, kui pinge on avaldatud vol-

tides ja elektrihulk kulonites. cgse-süsteemis väljendub A ergides, kui q on antud lü-des ja U pü-des.

Pinge otsene seos elektrivälja poolt tehtava tööga ning väljatugevusega teeb selle mõiste väga praktiliseks ja laialt rakendatavaks elektrinähtuste käsitlemisel. Ka on pinge kui skalaarne suurus elektrivälja iseloomustamiseks lihtsam, võrreldes elektrivälja tugevusega kui vektoriga. Lühidalt: elektrivälja tugevus iseloomustab elektrivälja dünaamilisest, potentsiaal aga energeetilisest seisukohast.

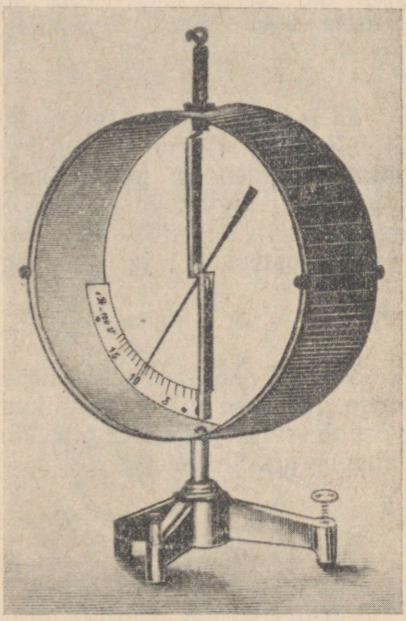
Eespool vaatlesime ainult positiivse laengu liikumist elektriväljas. Sama mõttekäik on täiel määral kehtiv ka negatiivsete laengute kohta, ainult et siin laengu liikumine, võrreldes positiivse laenguga, toimub vastassuunas, mida osutabki märk «miinus» laengu suuruse ees. Igal konkreetsel juhul tuleb laengute märkide põhjal otsustada, millises suunas elektrivälja tungid mõjuvad ja millises antud laengud liiguvad.

N ä i d e. Arvutada laengu $q = 100$ kulonit liikumisel ühest punktist teise tehtav töö, kui nende punktide vaheline pinge $U = 220$ volti.

$$A = qU = 100 \cdot 220 = 22\,000 \text{ (džauli)}.$$

17. Brauni elektromeeter. Elektromeetrite ehk elektrostaatiliste voltmeetrite all mõeldakse riistu, mille abil mõõdetakse keha potentsiaali. Selleks kasutatakse harilikult samanimeliselt laetud kehade tõukumist või isenimeliselt laetud kehade tõmbumist kui nähtusi, mis korrapäraselt olenevad pinge suurusest. Tasakaalustava tungina kasutatakse kas raskus- või elastsustungi.

Näitena vaatleme lähemalt nn. Brauni elektromeetri ehitust (joon. 27). Läbi silindrilise metallkesta, mille põhjad (külgseinad) on kaetud klaasidega, on pistetud kestast isoleeritud metallvarb. Selle varva küljes ripub kergest juhtivast ainest torukujuline osuti, mis on püsivas tasakaalus vertikaalasendis. Kui anda elektromeetrile laeng, levib see isoleeritud püsttelge pidi ka torukesele. Telg ja toruke laetakse samanimeliselt, mille tulemusena nad tõukuvad. Et püstvarb on liikumatult paigal,



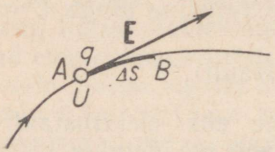
Joon. 27. Brauni elektromeeter.

nihkub osuti temast eemale seni, kuni raskustungi üks komponent tasakaalustab tõuketungi. Osuti kõrvalekaldumise määra tasakaaluasendist loeme lisandatud skaalalt ja selle põhjal otsustamegi pinge suuruse üle. Tahtes teada pinge suurust voltides, peame skaala vastavalt kalibreerima. Kui väline kest on maandatud, siis mõõdame selle elektromeetriga pinget maa suhtes ehk potentsiaali.

Kui elektromeeter maast isoleerida ja metallkest ühendada ühe, varras aga teise laetud juhiga, siis mõõdame elektromeetriga nende kehade vahelist pinget.

Brauni elektromeeter pole kuigi täpne ja teda kasutatakse peamiselt demonstratsioonikatsetel. Tänapäeva parimad elektromeetrid võimaldavad mõõta potentsiaale täpsusega kuni 10^{-4} volti ja veel enam.

18. Potentsiaali seos väljatugevusega. Asetame elektrivälja punkti A laengu q (joon. 28). Olgu selles punktis väljatugevus E ja potentsiaal U. Nihkugu laeng tungjoonte suunas edasi Δs võrra, mis on nii väike, et selle ulatuses võime elektrivälja tugevust E lugeda konstantseks. Siis on konstantne ka laengule q mõjuv elektritung $F = qE$. Sellel nihkel tehtud töö



Joon. 28. Laengu liikumine elektriväljas.

$$\Delta A = F \cdot \Delta s = qE \cdot \Delta s. \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Teiselt poolt aga (§ 16) töö ΔA võrdub potentsiaali muutuse ΔU ja laengu q korrutisega, s. o.

$$\Delta A = -q \cdot \Delta U \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Et laeng q nihkub tungjoone suunas, siis on töö ΔA positiivne. Algebraliselt võetud ΔU on aga negatiivne, sest laengu liikumine toimub väheneva potentsiaali suunas ja ΔU on potentsiaali lõpp- ning algväärtuse vahe. Seetõttu tuleb positiivse töö saamiseks asetada korrutise ette märk «miinus».

Võrdustest (1) ja (2) järgneb, et $qE \cdot \Delta s = -q \cdot \Delta U$, millest

$$E = -\frac{\Delta U}{\Delta s} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Saadud seos annab meile elektrivälja tugevuse suuruse keskmise väärtuse nihkevahemikus Δs. Väljatugevus antud punktis võrdub selle jagatise piirväärtusega juhul, kui Δs piiramatult läheneb nullile. Seega

$$E = -\lim_{\Delta s \to 0} \frac{\Delta U}{\Delta s}.$$

Võrdusest (3) nähtub, et elektrivälja tugevus antud punktis avaldub tungjoone suunas võetud potentsiaali languse ja sellele

vastava nihke jagatisega. Elektrivälja tugevuse ühikuks on siin üks potentsiaaliühik nihke ühe pikkusühiku kohta, nagu $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$, $\frac{\text{volt}}{\text{m}}$ jne. Kui näiteks mõnest punktist lähtumisel potentsiaal muutub 135 voldi võrra 1 m kohta, siis ütleme, et elektrivälja tugevuse suurus selles punktis on 135 $\frac{\text{volt}}{\text{m}}$, s. o. 135 V 1 m kohta antud suunas. Kui aga liikumise suund ühtib potentsiaali maksimaalse langemise suunaga (mööda tungjoont), siis saame elektrivälja tugevuse.

Valemist (3) saame arvutada ka ΔU ja Δs, kui on teada E ja Δs või E ja ΔU vastavad väärtused.

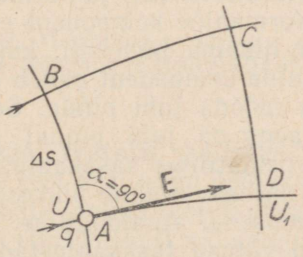
N ä i d e. Väljendada elektrivälja tugevuse suurus

$$1\,\frac{\text{dn}}{\text{lü}} \text{ ühikutes } \frac{\text{volt}}{\text{m}}.$$

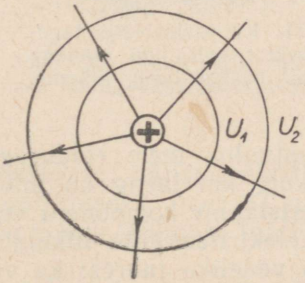
Seose $E = -\frac{\Delta U}{\Delta s}$ põhjal saame:

$$1\,\frac{\text{dn}}{\text{lü}} = -\frac{-1\text{ pü}}{1\text{ cm}} = \frac{300\text{ V}}{0{,}01\text{ m}} = 3 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{m}}.$$

19. Nivoopinnad. Eelmises paragrahvis saadud valemid (1 ja 2) olid tuletatud eeldusel, et laeng liigub elektriväljas mööda tungjoont, s. o. mõjuva tungi suunas. Nüüd vaatleme juhtu, kus laengu nihkumine elektriväljas toimub risti elektrivälja tungjoontega, näiteks punktist A punkti B (joon. 29.) Siis on mõjuva tungi ja liikumissuuna vaheline nurk 90°, cos 90° =0, järelikult elektrivälja tungsel juhul tööd ei tee ja $\Delta A = 0$. Järelikult ka $q \cdot \Delta U = 0$, millest $\Delta U = 0$, sest $q \neq 0$. Kui laengu q viimisel punktist A punkti B elektrivälja töö ning ühes sellega potentsiaali muutus ΔU võrdub nulliga, siis järelikult punktis B potentsiaal on sama mis punktis A, s. o. U. Sedaviisi mõnest antud elektrivälja punktist lähtudes ja liikudes kogu aeg nõnda, et liikumistee oleks risti tungjoon-



Joon. 29. Laengu nihkumine risti mõjuva tungiga.

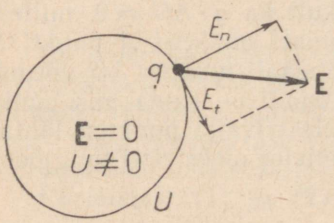


Joon. 30. Isopotentsiaalsed pinnad ümber punktlaengu.

tega, püsime pinnal, mille potentsiaal igas punktis võrdub lähtepunkti potentsiaaliga. Sellised konstantse potentsiaaliga pinnad kannavad nivoopindade ehk isopotentsiaalsete pindade nime. Nivoopinnad on igas punktis risti neid punkte läbivate tungjoontega. Laengu liikumisel mööda nivoopinda elektrivälja tungid tööd ei tee. Töötegemine toimub ainult üleminekul ühelt nivoopinnalt teisele. Näiteks (joon. 29) laengu q liikudes punktist A punkti B on elektrivälja töö null, punktist B punkti C liikudes aga $\Delta A = -q(U_1 - U) = -q\Delta U$. Seejuures ei olene elektrivälja töö sellest, millist teed mööda laeng ühelt nivoopinnalt teisele liigub, vaid ainult liikuva laengu suurusest ja nivoopindade potentsiaalide vahest ehk pingest. Punktlaengu ja laetud juhtiva kera ümber olevad nivoopinnad on kontsentrilised kerapinnad (joon. 30), homogeenses (ühtlases) tungiväljas paralleelsed tasapinnad, teistel juhtudel aga mitmesugused kõverpinnad.

Elektriväli keskkonnas.

20. Elektriline tasakaal juhis. Juhis saab elektrilaeng liikuda ühest kohast teise. Seetõttu, kui juhis tekitada elektriväli, hakkavad juhis olevad laengud liikuma. Näiteks, kui juhis on samanimelised laengud q_1, q_2 ja q_3, siis vastastikku mõjudes tekitavad nad elektrivälja ja hakkavad ise liikuma selles väljas, tungides üksteisest eemale. Laengute liikumine juhis lõpeb, kui laengud on jõudnud pinnale ja elektrivälja tungjooned on juhi pinnaga risti, sest siis ei pääse elektrilaengud isolaatoriga ümbritsetud juhi pinnast välja.



Joon. 31. Kui elektrivälja tugevuse vektor pole juhi pinnaga risti, siis hakkab laeng liikuma.

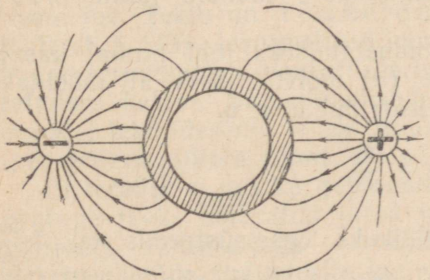
Oletame, et elektrilaengud juhi pinnal on tasakaalus (paigal), kuid elektrivälja tungjooned ei ole juhi pinnaga risti (joon. 31). Lahutame väljatugevuse vektori E vaadeldavas punktis kaheks komponendiks: tangentsiaalseks (E_t) ja normaalseks (E_n). Normaalne komponent ei mõju laengut liikuma panevalt, kuid tangentsiaalne komponent paneb laengu liikuma mööda juhi pinda. See aga on vastuolus meie eeldusega, et laeng on juhi pinnal paigal. Järelikult kui laeng on juhil elektrostaatilises tasakaalus, peab tangentsiaalne komponent võrduma nulliga. Selline olukord tekib juhis elektrilaengute liikumise tulemusena. Analoogiline nähtus esineb vedelike juures: ka vedelikud võivad tasakaalustada pinnaga risti, mitte aga puuteliselt (tangentsiaalselt) mõjuvaid tunge.

Milline on elektrivälja tugevus juhi sees? Katse ja teooria näitavad, et elektrostaatilises tasakaalus oleva juhi

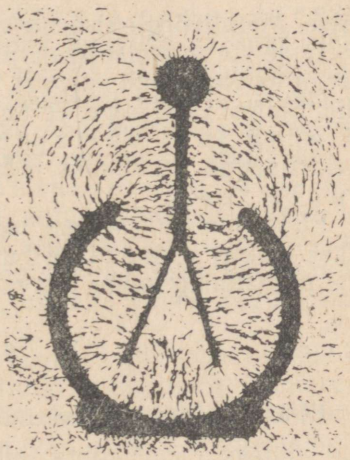
sees on elektrivälja tugevus null, sest muidu hakkaksid laengud elektrivälja mõjul liikuma, mis on vastuolus meie eeldusega elektrostaatilisest tasakaalust. Järelikult elektrilaengu liikumisel juhi sees ei tehta tööd ja juhi sees oleva ruumi iga punkti potentsiaal (U) on niisama suur kui pinnalgi. Nagu varem (§ 19) nägime, ei tehta tööd ka laengu liikumisel mööda nivoopinda, sest elektrivälja tugevus on liikumissuunaga alati risti ja ta tangentsiaalne komponent võrdub nulliga. Seega juhi pind on ühtlasi isopotentsiaalseks ehk nivoopinnaks.

Tungjoonte kujutlust rakendades võime öelda, et juhi sees tungjooni ei ole, sest puuduvad elektritungid (väljatugevus on null). Et tasakaalu korral laengud on koondunud juhi välispinnale, kus algab elektriväli, siis algavad tungjooned samuti juhi välispinnalt, olles sellega risti, ja suubuvad juhti ümbritsevasse ruumi. Nagu ülaltoodust nähtub, ei mängi juhi sisemus juhi laadimisel mingit osa. Seetõttu ongi elektrostaatilised konduktorid (juhid) seest õõnsad kehad.

Paigutades metallrõnga tugevasse elektrivälja, näeme, et rõnga sees puudub elektriväli. Järelikult juhtiv metallkest kaitseb temast ümbritsetud ruumi välise elektrivälja eest. Seda metallkesta omadust kasutatakse riistade kaitseks ebasoovitavate väliste elektriliste mõjude eest ehk, nagu öeldakse, ekraneerimiseks. Joon. 33 kujutab tungjoonte jaotust laetud elektroskoobi ümber. Viimase juhtiv kere kaitseb siin lehekesi välismõjude eest.



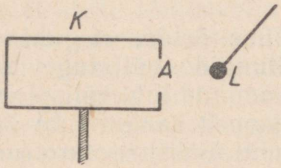
Joon. 32. Metallrõngas tugevas elektriväljas. Rõnga sees elektrivälja ei ole.



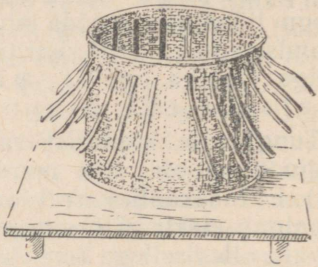
Joon. 33. Elektrivälja tungjooned laetud elektroskoobi ümber.

21. Laengu asukoht ning jaotus juhis. Laengu pindtihedus. Võtame õõnsa isoleeritud juhi K (joon. 34) ja laeme elektriga. Isoleeritud pidemega proovikerakesega L puudutame juhi väliss-

pinda ja siis elektroskoopi. Elektroskoop näitab laengut. Nüüd puudutame proovikerakesega läbi ava *A* juhi sisepinda ja siis elektroskoopi. Sel juhul elektroskoop laengut ei näita. Järelikult laetud juhi sisepinnal laengut ei ole. Seda tõendab ka joon. 35 kujutatud



Joon. 34. Õõnes isoleeritud juht ja proovikerake.



Joon. 35. Liikuvad ribad eemalduvad ainult laetud võrgu välispinnalt.

katse. Metallvõrgu sise- ja välispinnal ripuvad pikad paberiribad. Asetame võrgu isoleerivale pingile ja laeme elektriga. Nüüd eemalduvad välised ribad võrgust, sisemised ripuvad aga endiselt vabalt alla. Sellest järeldame, et tasakaalu korral asub elektrilaeng juhi välispinnal. Eelmist nähtust kasutatakse elektrilaengu täielikuks edasiandmiseks mõnele juhile sisepuute teel.

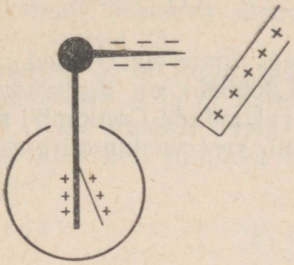
Elektrilaengu jaotuse iseloomustamiseks juhi pinnal kasutatakse elektri pindtiheduse (σ) mõistet. Selle all mõeldakse ühe pinnaühiku kohta tulevat elektrihulka, s. o.

$$\sigma = \frac{q}{S}\ \frac{\text{lü}}{\text{cm}^2}.$$

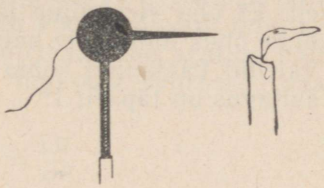
Elektri pindtiheduse mõõtühikuks cgse-süsteemis on $1\frac{\text{lü}}{\text{cm}^2}$. Kui näiteks 1 cm² kohta tulev laeng on 25 lü, siis on selle koha elektri pindtihedus $25\frac{\text{lü}}{\text{cm}^2}$. Laetud kerakujulisel juhil on elektri pindtihedus igas kohas sama, sest kerapinna kõverus on igas punktis ühesugune.

22. Teraviku mõju. Laetud juhi pindtihedus pole igas kohas ühesuurune. Teravamates kohtades on pindtihedus suurem, lamedamates kohtades väiksem. Suurema pindtihedusega on ka seletatavad teravikkudel esinevad nähtused. Selleks teeme järgmised katsed. Varustame elektroskoobi kuulikese teravikuga ja lähendame sellele näiteks laetud klaaspulga (joon. 36). Elektroskoobi lehekestel tekib mõjuelektriline positiivne laeng ja nad lähevad laiali, teravikul omakorda peab tekkima niisama suur negatiivne

laeng. Klaaspulga eemaldamisel aga näeme, et elektroskoop jääb laetuks, ja nagu kontrollimisel selgub, positiivselt. Järelikult on teravikust osa negatiivset elektrit ära voolanud. Kui aga klaaspulk lähendada teravikule otse vastasküljest, siis pärast klaaspulga eemaldamist elektroskoop laengut ei näita. Tähendab sel juhul negatiivse elektri hulk teravikul märgatavalt ei vähenenud.



Joon. 36. Teraviku mõju.



Joon. 37. «Elektrituul».

Eelmistest katsetest selgub, et teravik ei pea laengut. Põhjuseks on laengu suur pindtihedus teravikul ja suur elektrivälja tugevus teravikku ümbritsevas ruumis. Selle mõjul hakkavad õhus juba olevad ioonid (laenguga osakesed) kiiresti liikuma. Kiiresti liikuvad ioonid põrkuvad kokku õhu neutraalsete molekulidega ja lõhuvad need ioonideks, mis omakorda tekitavad uusi ioone jne. Tekib nn. tõukeionisatsiooni nähtus (lähemalt vt. § 113). Isenimelised ioonid, antud juhul positiivsed, tõmbuvad teravikule ja neutraliseerivad selle laengut, mida nägimegi eelmises katses. Samanimelised ioonid aga tõukuvad teravikust eemale, tekitades nn. «elektrituule», millega võime koguni kustutada põleva küünla (joon. 37).

Et teravik ei pea kõrgepingelist laengut, siis tehakse kõik kõrgepinge jaoks määratud juhid ja liinid võimalikult ümmarguste juhtivate välisosadega — näiteks elektrostaatiliste masinate, elektroskoopide, induktorite jne. vastavad osad. Kui aga tahetakse kehas olevat laengut ära juhtida, siis kasutatakse teravikku (piksevarras, teravikud elektrostaatilistel masinatel jne.).

23. Coulomb'i seadus üldjuhul. Elektriline läbitavus. Eespooltoodud (§ 9) Coulomb'i seaduse sõnastus on kehtiv juhul, kui laengud asetsevad tühjas ruumis ehk vaakuumis. Paigutades aga uuritavad laengud mõnesse isolaatorisse, näiteks petrooleumi, vähenevad laengute vahel mõjuvad tungid 2 korda, õlides (olenevalt sordist) umbes 4 korda jne. Neist katsetest järeldub, et Coulomb'i seaduse rakendamiseks mingi isoleeriva keskkonna, nn. dielektriku puhul peame kasutama erilist koefitsienti, mis seda keskkonda iseloomustab. Arvu, mis näitab, mitu korda on elektrilaengute vahel mõjuvad tungid antud

keskkonnas väiksemad kui vaakuumis, nimetatakse selle keskkonna elektriliseks läbitavuseks ja tähistatakse tähega ε. Varem kasutati termini «elektriline läbitavus» asemel terminit «dielektriline jääv ehk konstant». Seega Coulomb'i seadus üldjuhul väljendub valemiga

$$F = \frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

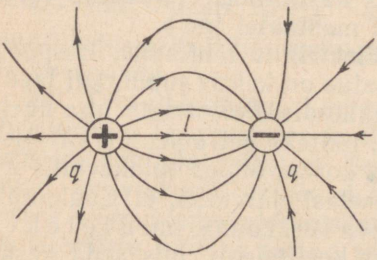
Tabelis nr. 1 on toodud mõnede tuntud ainete elektrilised läbitavused. Et õhu elektriline läbitavus (1,000585) on ligikaudu 1, siis võime õhus toimuvate katsete puhul rakendada Coulomb'i seaduse valemit vaakuumi kohta antud kujul, sest vaakuumi elektriline läbitavus on täpselt 1.

Tabel 1

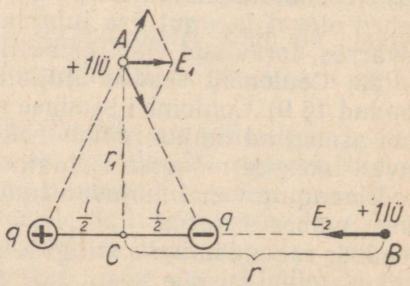
Elektrilised läbitavused.

Kivisool	6,12	Parafiin	1,7—2,3
Lubjapagu	8—8,5	Vesi, keemiliselt	
Vilgukivi	4—8	puhas, 18° C	81,1
Kips	5,7	Jää	3,2
Väävel	~4	Metüülalkohol	33,7
Klaas (harilik)	5—7	Etüülalkohol	26
Flintklaas	kuni 11	Etüüleeter	4,4
Portselan	4—5,5	Bensool	2,3
Kirjalakk	4,5—5,2	Riitsinus	~2,3
Vaha (mesilaste)	4,75	Tärpentin	4,9
Kummiained (eboniit,		Petrooleum	~2
kautšuk)	2—4	Õhk, 0° C	1,000585
Merevaik	2,8	CO_2, 0° C	1,000975

24. Elektri dipool. Polaarsed molekulid. Elektrinähtuste tundmaõppimisel kasutatakse sageli elektri dipooli (kaksiklaengu) mõistet. Selle all mõeldakse kahte suuruselt võrdset isenimelist punktlaengut (q), millede kaugus teineteisest (l) on küllalt väike (joon. 38).



Joon. 38. Elektri dipooli tungjooned.



Joon. 39. Elektri dipool.

Laengu suuruse (q) korrutist laengutevahelise kaugusega (l) nimetatakse dipoolmomendiks (M); seega dipoolmomendi suurus

$$M = ql.$$

Dipoolmoment on vektor, mida kokkuleppeliselt kujutatakse dipooli teljel suunaga negatiivselt laengult positiivsele.

Üksikult asetseva dipooli ümber tekib tungiväli, nagu seda näeme joonisel 38.

Joonisel 39 on kujutatud dipooli väljatugevuse vektorid (E_1 ja E_2) punktides A ja B. Esimene neist on võetud dipooli telje keskjoonel, teine dipooli teljel. Vastav matemaatiline arutlus näitab, et määrates neil juhtudel elektrivälja tugevuse suurused, saame avaldised

$$E_1 = \frac{M}{\varepsilon r_1^3} \text{ ja } E_2 = \frac{2M}{\varepsilon r^3}.$$

Siit nähtub, et dipooli keskristjoonel võetud punktis on väljatugevus kaks korda väiksem kui dipooli teljel, eeldusel, et mõlemad punktid asetsevad dipooli tsentrist samal kaugusel (r).

Nagu §-s 4 nägime, sisaldab aatom, järelikult ka molekul, nii positiivseid kui ka negatiivseid laenguid. Nimetame laengut, millega võime asendada kõik molekulis olevad samanimelised laengud, resultantlaenguks ja selle asukohta laengu keskmeks. Kui molekuli positiivsete ja negatiivsete laengute keskmed ei asu samas punktis, siis on meil tegemist elektri dipooliga ja sellist dipooli kujutavat molekuli nimetatakse polaarseks molekuliks. Kui aga molekuli positiivsete ja negatiivsete resultantlaengute kese asetseb samas punktis, siis on meil tegemist mittepolaarse molekuliga.

Aineid, mis koosnevad polaarsetest molekulidest, nimetatakse polaarseteks aineteks. Selliste ainete tüüpilisteks esindajateks on vesi, ammoniaak (NH_3), eeter, atsetoon jt. Nende ainete molekule võime vaadelda elektri dipoolidena ka siis, kui nad ei asetse elektriväljas.

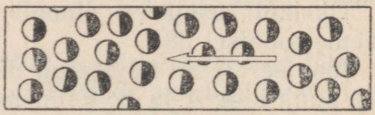
Molekulis toimuvate resultantlaengute keskmete asukohtade nihkumise tõttu elektrivälja mõjul muutuvad mõnel juhul mittepolaarsed molekulid (N_2; H_2; CO_2 jt.) elektrivälja mõjul polaarseteks. Üldse kui molekulaarse elektri dipooli laengutevaheline kaugus ning koos sellega ka dipoolmoment elektrivälja mõjul suureneb, siis on meil tegemist pehme ehk elastse dipooliga. Jääb aga laengutevaheline kaugus dipoolis mistahes elektrivälja mõjul konstantseks, siis on meil tegemist kalgi ehk kõva dipooliga. Tuleb silmas pidada, et dipoolide jaotus kalkideks ja pehmeteks pole absoluutne.

25. Dielektriku polarisatsioon. Dielektriku neutraalsed aatomid ning molekulid sisaldavad võrdsel hulgal positiivset ja negatiivset elektrit, mistõttu neid võib vaadelda kui elektri dipoole.

Harilikult on need dipoolid paigutatud korrapäratult, s. o. ükski suund dipoolide telje asetuses pole eelistatud. Piltlikult näitab seda joonis 40, kus dipoolid on kujutatud ringikestena, milles valge poolring kujutab näiteks positiivset, must negatiivset laengut.



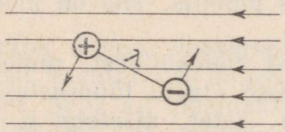
Joon. 40. Polariseerimata dielektrik.



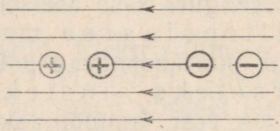
Joon. 41. Polariseeritud dielektrik.

Elektriväljas orienteeruvad dielektriku dipoolid elektrivälja suunas ehk polariseeruvad (joon. 41). Elektriväljas mõjub dipoolile tungipaar, mille mõjul dipool pöördub nii, et ta telg oleks rööbiti tungjoontega selles kohas. Peale dipoolide pöördumise toimub elastsete dipoolide puhul veel nende dipoolmomendi suurenemine laengutevahelise kauguse suurenemise tõttu elektrivälja mõjul.

Soojusliikumise mõjul see dipoolide korrapärane orientatsioon järjest hävib ja tekib uuesti. Nõnda kogu aeg, hoolimata soojusliikumisest, püsib mõnesugune keskmine polarisatsiooniolukord. Selle tulemusena dielektriku pind, kust elektri tungjooned väljuvad, on laetud positiivselt, pind aga, kus tungjooned suubuvad dielektrikusse — negatiivselt.



Joon. 42. Dipooli pöördumine elektriväljas.

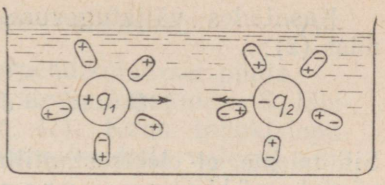


Joon. 43. Dipoolmomendi suurenemine elektriväljas.

Dielektriku polarisatsiooniga seletub ka dielektriku mõju elektrilaengute vahel mõjuvate tungide suurusele. Olgu laengud $+q_1$ ja $-q_2$ asetatud dielektrikusse, näiteks petrooleumi (joon. 44). Nende laengute mõjul dielektrik polariseerub ja mõlema laengu ($+q_1$ ja $-q_2$) ümber tekivad polarisatsiooni tõttu isenimelised laengud. Viimased tekitavad laengute $+q_1$ ja $-q_2$ ümber vastassuunalised elektriväljad, mis vähendavad $+q_1$ ja $-q_2$ vastastikust tõmmet ning mida iseloomustabki elektriline läbitavus.

Harilikes dielektrikutes, nagu klaas, vilgukivi, portselan jt., tekib polarisatsioon, mis püsib ainult välise elektrivälja mõjul. Kuid on ka aineid, mis on polariseerunud ilma väliste

mõjustusteta. Selliste ainete hulka kuulub näiteks Seignette'i (loe: senjéti) sool ($C_4H_4O_6KNa \cdot 4H_2O$). Seignette'i sool oli tuntud juba 17. sajandil (1672. a.), kuid ta erinevaid dielektrilisi omadusi, võrreldes teiste dielektrikutega, pani esimesena tähele ameerika teadlane D. Anderson 1918. a. Nõukogude teadlastest uurisid põhjalikult Seignette'i soola dielektrilisi omadusi Leningradi füüsikud I. V. Kurtšatov ja B. V. Kurtšatov (1930—1932). Nende uurimiste tulemusena selgus, et Seignette'i soola elektriline läbitavus pole konstantne suurus, vaid oleneb temperatuurist. Temperatuuridel —15° C ja +22,5° C on tal kaks maksimumi: 6000 ja 4000. Edasi selgus, et Seignette'i soola elektriline läbitavus oleneb ka elektrivälja tugevusest ja dielektriku eelnevast olukorrast (hüsterees).



Joon. 44. Skeem dielektriku mõju seletamiseks.

26. Elektrostaatiline induktsioon. Induktsioonjooned. Vaakuumis asetseva punktlaengu elektrivälja tugevuse

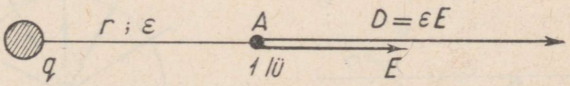
$$E_0 = \frac{q}{r^2}$$

avaldasime kui tungi düünides, mis mõjub positiivsesse laenguühikusse (vt. § 10). Dielektrikus elektrilise läbitavusega ε (joon. 45) on väljatugevus ε korda väiksem, s. o.

$$E = \frac{q}{\varepsilon r^2}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Peale väljatugevuse kasutatakse elektrivälja iseloomustamiseks dielektrikus veel nn. elektrostaatilist induktsiooni D, mis on väljatugevuse ja vastava keskkonna elektrilise läbitavuse korrutis, s. o.

$$D = \varepsilon E. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$



Joon. 45. Väljatugevuse ja induktsiooni graafiline kujutamine

Et väljatugevus E on vektor, vektori korrutis skaalariga (ε) on samuti vektor, siis elektrostaatiline induktsioon ehk lihtsalt induktsioon on ka vektor, mille suund ühtib väljatugevuse suunaga.

Kasutades väljatugevuse valemit üldjuhul (1) saame valemist (2):

$$D = \varepsilon E = \varepsilon \cdot \frac{q}{\varepsilon r^2} = \frac{q}{r^2} \frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{lü}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Siit näeme, et elektrostaatiline induktsioon keskkonnas võrdub väljatugevusega vaakuumis, s. o. induktsiooni suurus ei olene elektrilisest läbitavusest (ε). Selles seisnebki suur hõlbustus arvutamisel, kui kasutada väljatugevuse asemel induktsiooni mõistet. Nimetuselt ja dimensioonilt on mõlemad suurused samad $\left(\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{lü}}\right)$.

Analoogiliselt tungjoontele kasutatakse elektrivälja iseloomustamiseks ka induktsioonjooni. Seejuures eeldatakse, et antud kohas 1 cm² läbiv induktsioonjoonte arv (n_D) võrdub induktsiooni suurusega selles kohas (D), s. o.

$$n_D = D. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

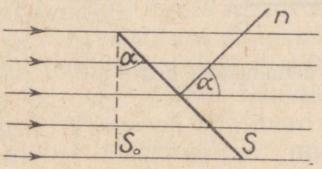
Varem (§ 12) eeldasime, et tungjoonte tihedus antud kohas $n = E$. Kuna $D = \varepsilon E = \varepsilon n$, siis

$$n_D = \varepsilon n, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

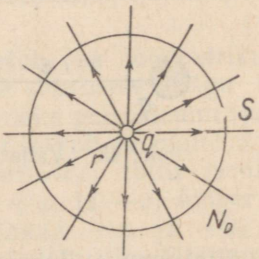
s. o. induktsioonjoonte tihedus antud kohas (n_D) on ε korda suurem tungjoonte tihedusest selles kohas. Tahtes teada saada mõnda pinda läbivate induktsioonjoonte arvu (N_D) ehk, nagu seda teisiti öeldakse, seda pinda läbivat induktsioonivoogu, tuleb meil ühtlase (homogeense) elektrivälja puhul pinnaga ristiolevate induktsioonjoonte tihedus korrutada vastava pinna suurusega (S), s. o.

$$N_D = n_D S = DS. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Kui ühtlases väljas induktsioonjooned moodustavad pinna normaaliga (n) nurga α, siis 1 cm² seda pinda läbiv induktsioonjoonte arv pole n_D, vaid $n_D \cos \alpha$ ja kogu pinda S läbiv induktsioonjoonte arv



Joon. 46. Induktsioonjooned moodustavad pinna S normaaliga nurga α.



Joon. 47. Induktsioonivoog läbi kerapinna.

$$N_D = n_D S_o = n_D S \cos \alpha = DS \cos \alpha, \quad . \quad (7)$$

kus S_o tähistab induktsioonjoontega perpendikulaarset pinda.

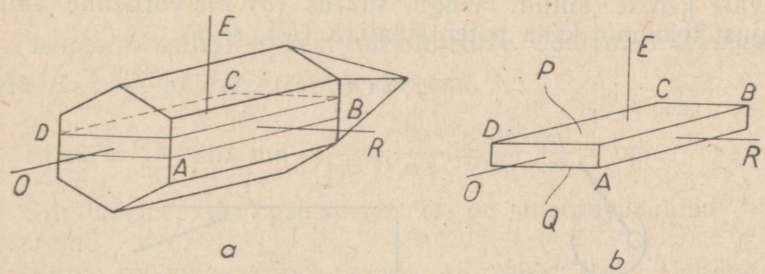
Näitena arvutame laengust q lähtuvate ja kerapinda S läbivate induktsioonjoonte arvu N_D (joon. 47). Kuna induktsioonjooned on kerapinnaga risti, siis võime rakendada valemit (6):

$$N_D = DS = \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q.$$

Saadud tulemusest nähtub, et laengust q lähtuvate induktsioonjoonte arv võrdub sellest laengust lähtuvate elektritungjoonte arvuga; järelikult tungjoonte kohta tõestatud Ostrogradski-Gaussi teoreem on kehtiv ka induktsioonjoonte kohta.

27. Pieso- ja püroelektrilised nähtused. Mõnedes kristallides, nagu kvarts, turmaliin, suhkur ja Seignette'i sool, võib tekitada polarisatsiooni mitte üksnes elektrivälja, vaid ka mehaaniliste ja termiliste mõjutuste kaudu. Selliseid nähtusi nimetatakse vastavalt pieso- ja püroelektrilisteks nähtusteks (kr. k. — *piezein* — rõhuma ja *pyr* — tuli). Näiteks kui kvartskristallist piki optilist telge välja lõigata ristkülikukujuline plaat $ABCD$ (joon. 48, a) ja seda venitada või kokku suruda sihis R, siis sihis E asuvatel plaadi $ABCD$ tahkudel tekivad isenimelised laengud. Deformatsiooni muutumisel vastupidiseks muutuvad vastupidiseks ka tekkinud laengute märgid. Siin esinevaid laenguid nimetatakse piesoelektrilisteks ehk rõhuelektrilisteks laenguteks.

Piesoelektrilised nähtused on ümberpööratavad. Andes näiteks kristallplaati kahelt poolt piiravatele metallelektroodidele P ja Q (joon. 48, b) vastavad isenimelised laengud, deformeerub kristall-



Joon. 48. Piesoelektriline kvartsplaat.

plaat paksuselt ja pikkuselt. Seejuures toimunud deformatsiooni suurus on võrdeline plaadi tahkudele rakendatud pingega. Nii võib pinge muutmise abil esile kutsuda kristallplaadi deformatsioone ehk nn. elektrostriktsiooninähtusi (lad. k. *strictus* — pingne, kokku tõmbunud). Need võnkumised on eriti

tugevad juhul, kui pinge muutuse periood võrdub kristallplaadi omavõnkumise perioodiga, tähendab, on sellega resonantsis.

Esimestena uurisid piesoelektrilisi nähtusi põhjalikult vennad P. ja J. Curie a. 1880, rakendades neid rõhkude mõõtmiseks (piesoelektriline manomeeter). Edasi kasutatakse piesoelektrilisi nähtusi ultraheli tekitamiseks, täpsete kellade valmistamisel — kvartskellad, võnkesageduste stabiliseerimisel jm.

P ü r o e l e k t r i l i s e d n ä h t u s e d esinevad kristallides temperatuurimuutuste tõttu. Kristall on teatud temperatuuril elektriliselt neutraalne. Temperatuuri tõustes sellest kõrgemale tekivad plaadi vastastahkudel isenimelised laengud, temperatuuri madalamale langedes samuti, kuid eelmisega võrreldes vastupidise märgiga.

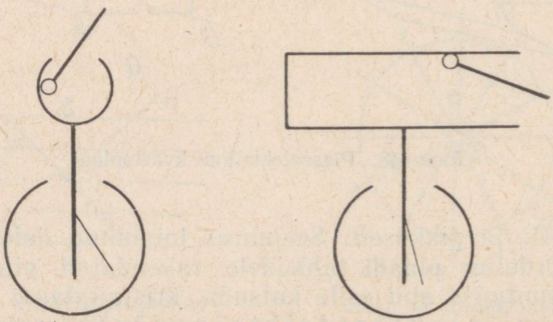
Püroelektrilised nähtused taanduvad osalt piesoelektrilistele nähtustele, sest temperatuuri muutudes tekivad kristallis pinged, mis ongi piesoelektriliste nähtuste põhjuseks.

Püroelektrilised nähtused on tuntud juba 1700. aastast saadik.

Elektrimahtuvus ja kondensaatorid

28. Elektrimahtuvus. Mahtuvusühikud. Ühendame samasuguste elektroskoopidega mitmekujulised ja mitmesuguse suurusega õõnsad juhtivad kehad (joon. 49). Sisepuute teel anname neile edasi rea võrdseid laenguid. Katsed ja teooria näitavad, et laengu suurenedes tõuseb keha potentsiaal, mida järeldame ka elektroskoobi lehekeste laialiminekust. Seejuures ei olene keha potentsiaal juhi ainest, küll aga kujust ja suurusest ning asendist teiste kehade suhtes. Katsete tulemusi kokku võttes näeme, et juhtivale kehale antud laengu suurus (q) on võrdeline sellest laengust tekkinud keha potentsiaaliga (U), s. o.

$$q = CU, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$



Joon. 49. Laengu edasiandmine sisepuute teel.

kus C on ühikute valikust ja kehast olenev võrdetegur, mida nimetatakse selle keha elektrimahtuvuseks. Valemist (1) nähtub, et

$$C = \frac{q}{U}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

s. o. keha elektrimahtuvust mõõdetakse elektrihulgaga, mis on vajalik selle keha potentsiaali muutmiseks ühe potentsiaaliühiku võrra.

Kui $q = 1$ ja $U = 1$, siis ka $C = 1$, s. o. elektrimahtuvuse ühikuks on võetud sellise keha elektrimahtuvus, millele ühe laenguühiku lisamine muudab keha potentsiaali ühe potentsiaaliühiku võrra.

Praktilises mõõtühikute süsteemis, kus $q = 1$ kulon ja $U = 1$ volt, on $C = 1$ farad (F). Seega mahtuvus 1 farad on niisuguse keha mahtuvus, mille potentsiaali tõstmiseks 1 voldi võrra tuleb anda sellele kehale 1 kulon elektrit, s. o.

$$1\,\text{F} = \frac{1 \text{ kulon}}{1 \text{ volt}} = 1 \frac{\text{kulon}}{\text{volt}}.$$

Faradist väiksemad mahtuvusühikud on mikrofarad (μF) ja pikofarad (pF):

1 farad (F) $= 10^6$ mikrofaradit (μF) $= 10^{12}$ pikofaradit (pF);

1 mikrofarad (μF) $= 10^6$ pikofaradit (pF) $= 10^{-6}$ F.

cgse-mõõtühikute süsteemis on 1 mahtuvusühik (mü) niisuguse keha mahtuvus, mille potentsiaali tõstmiseks 1 pü võrra tuleb sellele kehale anda 1 lü elektrit, seega

$$1 \text{ mü} = 1 \frac{\text{lü}}{\text{pü}}.$$

Tuletame sellest seosest mü nimetuse. Coulomb'i seaduse valemist $F = \frac{q_1 q_2}{r^2}$ nähtub: $(\text{lü})^2 = \text{dn} \cdot \text{cm}^2$.

Et $\text{pü} = \frac{\text{erg}}{\text{lü}}$, siis $\text{mü} = \frac{\text{lü}}{\text{pü}} = \frac{(\text{lü})^2}{\text{erg}} = \frac{\text{dn} \cdot \text{cm}^2}{\text{dn} \cdot \text{cm}} = \text{cm}$.

Siit näeme, et cgse-süsteemis on mahtuvusühiku nimetuseks cm.

Sama tulemuse võime saada ka teisel teel. Võtame kerakonduktori raadiusega r ja anname talle laengu q, millest kera saab potentsiaali U. Kui selle kera mahtuvus on C, siis $q = CU$. Et kerapinna potentsiaal $U = \frac{q}{r}$ (vt. § 15), siis asendades U saame: $q = C\frac{q}{r}$, millest $C = r$, s. o. cgse-süsteemis kerakonduktori mahtuvus võrdub arvuliselt selle kera raadiusega. Saadud seosest näeme, et mahtuvus omab

pikkuse (raadiuse) nimetust ja et kerakonduktor raadiusega 1 cm omab mahtuvust 1 mü.

Arvutame seose faradi ja mü vahel:

$$1\ \text{F} = \frac{1\ \text{kulon}}{1\ \text{volt}} = \frac{3 \cdot 10^9\ \text{lü}}{\frac{1}{300}\ \text{pü}} = 9 \cdot 10^{11}\ \text{mü} =$$

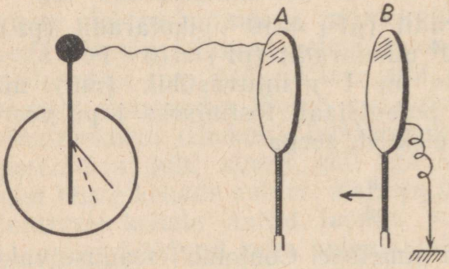
$$= 9 \cdot 10^{11}\ \text{cm} = 9 \cdot 10^6\ \text{km}.$$ Edasi $1\mu\text{F} = 10^{-6}\ \text{F} = 9$ km ja $1\text{pF} = 10^{-6}\mu\text{F} = 0{,}9$ cm. Kokkuvõttes:

$$1\ \text{F} = 9 \cdot 10^{11}\ \text{cm} = 9 \cdot 10^6\ \text{km}$$
$$1\mu\text{F} = 9 \cdot 10^5\ \text{cm} = 9\ \text{km}$$
$$1\text{pF} = 0{,}9\ \text{cm}.$$

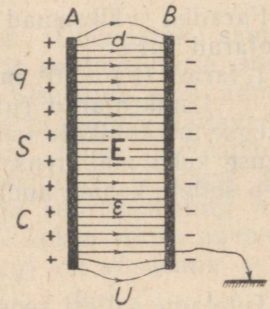
Näide. Arvutada Maa (keskmine raadius 6371 km) elektrimahtuvus μF-tes.

$$C = 6371 : 9 \approx 708\ \mu\text{F}.$$

29. Kondensaator. Keha soojusmahtuvus on konstantne suurus, elektrimahtuvus aga oleneb suurel määral teistest kehadest antud keha läheduses. Selgituseks teeme järgmise katse (joon. 50).



Joon. 50. Juhi A potentsiaal väheneb teise, maandatud juhi lähendamisel.



Joon. 51. Plaatkondensaatori skeem.

Ühendame isoleeritud metallplaadi (A) elektroskoobiga ja laeme ta elektriga. Nüüd lähendame plaadile A teise samasuguse plaadi B, mis on ühendatud maaga. Selle tulemusena langevad elektroskoobi lehekesed koomale, järelikult elektroskoobi kui ka temaga ühendatud plaadi A potentsiaal langeb. Plaadi B eemaleviimisel tõusevad elektroskoobi lehekesed endisele kõrgusele.

Nähtuse seletamiseks lähtume valemist $C = \frac{q}{U}$. Kui elektrilaeng q jääb konstantseks ja keha potentsiaal U väheneb, siis, nagu nähtub valemist, peab suurenema keha elektrimahtuvus C. Mida lähemale plaadile A nihutame plaadi B, seda enam suureneb plaadi A mahtuvus. Peale selle oleneb plaadi A mahtuvus veel

plaatidevahelisest dielektrikust. Näiteks klaasi või eboniidi puhul on mahtuvus tunduvalt suurem kui õhu puhul.

Seadiseid vajaliku elektrimahtuvuse saamiseks — seega elektrilaengute tihendamiseks — nimetatakse kondensaatoriteks (lad. k. *condensare* — tihendama). Nad võimaldavad sama potentsiaali juures koondada konduktorile suuremat laengut. Tavalisemaks kondensaatoritüübiks on nn. plaatkondensaator (joon. 51), mille moodustavad kaks dielektrikuga eraldatud metallplaati.

Tuletame seose, mis määrab plaatkondensaatori mahtuvuse. Olgu ühe plaadi (A) laeng q, sisepindala S, plaatidevaheline kaugus d, pinge U, elektriline läbitavus ε, elektrivälja tugevus E ja mahtuvus C. Plaadi A laeng $+q$ indutseerib plaadis B niisama suure isenimelise laengu, mis tõmbub plaadi A laengu poole, kuna samanimeline laeng juhitakse maasse. Selle tulemusena tekib plaatide A ja B vahel ühtlane elektriväli tugevusega E. Et väljatugevuse suurus võrdub arvuliselt tungjoonte tihedusega (n), siis arvutame viimase. Plaadi A laeng on q, järelikult Ostrogradski-Gaussi teoreemi alusel lähtub sellest plaadist $4\pi q$ tungjoont. Peaaegu kõik need tungjooned väljuvad plaadi A sisepinnalt, mille pindala on S — järelikult selle ruumi tungjoonte tihedus vaakuumis on $\frac{4\pi q}{S}$. Et ruum plaatide A ja B vahel on täidetud dielektrikuga, mille elektriline läbitavus on ε, siis vähenevad nii väljatugevus kui ka tungjoonte tihedus ε korda. Järelikult

$$n = \frac{4\pi q}{\varepsilon S} = \frac{4\pi CU}{\varepsilon S}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

sest $q = CU$.

Kõrvaldame valemist (1) n ja U. Et $U = Ed$ (§ 18) ja $E = n$, siis $U = nd$. Asendades U väärtuse valemis (1), saame

$$n = \frac{4\pi Cnd}{\varepsilon S}, \text{ millest}$$

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

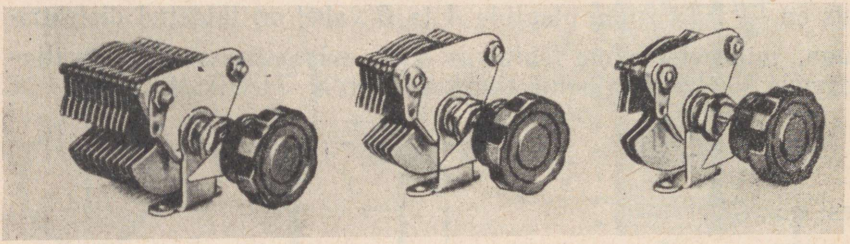
Saadud valemist nähtub, et plaatkondensaatori mahtuvus on võrdeline elektrilise läbitavusega (ε) ning plaadi pinna suurusega (S) ja pöördvõrdeline plaatidevahelise kaugusega (d). Valemi (2) kasutamisel tuleb silmas pidada, et kõik suurused oleksid mõõdetud samas mõõtühikute süsteemis.

Näitena arvutame plaatkondensaatori mahtuvuse, kui $S = 3$ dm^2, $\varepsilon = 5$ ja $d = 2$ mm. Mahtuvuse saamiseks cgse-süsteemi ühikutes peame S väljendama cm^2-tes ja d cm-tes. Järelikult $C = \frac{5 \cdot 3 \cdot 100}{4\pi \cdot 2 \cdot 0{,}1} = \frac{1875}{\pi} \approx 600$ cm. Selle mahtuvuse väljendamiseks prak-

tilises mõõtühikute süsteemis tuleb kasutada vastavaid üleminekukoefitsiente (vt. § 28).

Valemist (2) nähtub, et plaatkondensaatori mahtuvuse suurendamiseks tuleb kasutada suure elektrilise läbitavusega plaatidevahelist dielektrikut. Selleks sobib hästi B. M. Vuli poolt leiutatud erakordselt suure elektrilise läbitavusega aine — baariumtitanaat ($BaTiO_3$), mille ε harilikul temperatuuril (20° C) on 1400. Soojendamisel 40° C kuni 80° C suureneb baariumtitanaadi elektriline läbitavus kuni 6000-ni, edaspidisel soojendamisel aga langeb järsku.

30. Kondensaatorite tüübid. Tehnikas kasutatavad kondensaatorid võime jagada kahte rühma: jääva mahtuvusega ja muutliku mahtuvusega kondensaatorid. Esimese rühma tüüpiliseks esindajaks on nn. plokk-kondensaator, mis koosneb suurest hulgast õhukestest juhtivatest, omavahel paarikaupa ühendatud lehekestest (tinapaber), mis on eraldatud õhukese isoleeriva kihiga (parafineeritud paber). Ruumi säästmiseks on kõik need kihid paigutatud vaheldumisi üksteise peale ja keeratud rulli või laotud risttahukakujuliseks plokiks (sellest kondensaatori nimetuski).



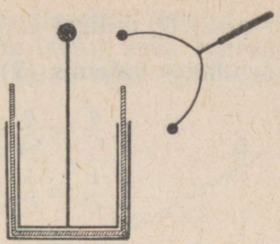
Joon. 52. Pöördkondensaatorid.

Muutliku mahtuvusega kondensaatoriks, näiteks raadioaparaatides, on pöördkondensaator (joon. 52), mis koosneb kahest üksteise vahele käivast plaatide süsteemist. Kui plaadid on üksteisest välja pööratud, siis on kondensaatori mahtuvus minimaalne; viimane suureneb aga plaatide pööramisel üksteise vahele. Dielektrikuks sellistes kondensaatorites on harilikult õhk.

Ajalooliselt esimeseks kondensaatori tüübiks on nn. leideni purk, mis leiutati a. 1746 (E. G. Kleist Pommeris ja Cunaeus Leydenis, Hollandis). Siin on isolaatoriks klaaspurk (joon. 53), mille sise- ja välispind on kaetud kuni $^3/_4$ kõrguseni juhtiva ainega (tinapaberiga). Samuti kui plaatkondensaatorigi puhul ühendatakse üks kate (väline) maaga, teine aga laetakse. Mõlemaid katteid nn. lahendaja kaudu ühendades tekib tugev säde.

Leideni purgi mahtuvuse määramiseks võime kasutada eel-

mise §-i valemit (2). Järelikult leideni purgi mahtuvus on võrdeline juhtivate katete suurusega ning klaasi elektrilise läbitavusega ja pöördvõrdeline klaasikihi paksusega.



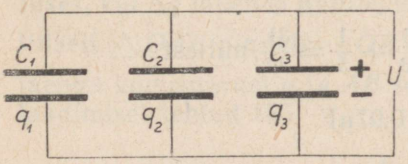
Joon. 53. Leideni purgi skeem.

31. Kondensaatorite ühendamine. Kondensaatoreid võib nagu galvaani elemente ühendada nn. patareiks. Seda võib teostada kas paralleelse või järjestikuse ühendamise teel. Esimesel juhul (joon. 54) on kõik samanimeliselt laetud plaadid ühendatud omavahel ning pinge U võrdub üksikute kondensaatorite plaatidevahelise pingega. Kui üksikute kondensaatorite laengud on $q_1, q_2, \ldots, q_n$, vastavad mahtuvused $C_1, C_2, \ldots C_n$, kogu patarei laeng q ja mahtuvus C, siis võime kirjutada

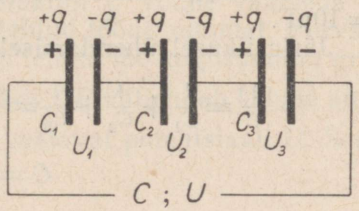
$$q = q_1 + q_2 + \ldots + q_n.$$

Et $q = CU$, siis ka $q_1 = C_1U$ jne. Asendades saame

$$CU = C_1U + C_2U + \ldots + C_nU, \text{ millest}$$
$$C = C_1 + C_2 + \ldots + C_n. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$



Joon. 54. Kondensaatorite paralleelne ühendamine.



Joon. 55. Kondensaatorite järjestikune ühendamine.

Seega paralleelselt ühendatud kondensaatorite mahtuvus võrdub üksikute kondensaatorite mahtuvuste summaga.

Järjestikusel ühendamisel on kondensaatorid ühendatud nii, nagu kujutatud joonisel 55. Andes esimesele kondensaatorile laengu $+q$, indutseerib see vastasplaadil laengu $-q$, kuna indutseeritud laeng $+q$ koguneb teise kondensaatori lähemale plaadile jne. Seetõttu kondensaatorite kõik plaadid laetakse ühesuuruste laengutega q. Olgu üksikute kondensaatorite plaatidevahelised pinged vastavalt $U_1, U_2 \ldots U_n$ ja kogu patarei pinge U, siis

$$U = U_1 + U_2 + \ldots + U_n.$$

Et $q = CU$, millest $U = \frac{q}{C}$, siis ka $U_1 = \frac{q}{C_1}$, $U_2 = \frac{q}{C_2}$, ... $U_n = \frac{q}{C_n}$.
Asendades valemis (2) pinged neile vastavate suurustega, saame:

$$\frac{q}{C} = \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2} + \cdots + \frac{q}{C_n}, \text{ millest}$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \cdots + \frac{1}{C_n},$$

s.o. järjestikuselt ühendatud kondensaatorite patarei mahtuvuse pöördväärtus võrdub üksikute kondensaatorite mahtuvuste pöördväärtuste summaga.

Kondensaatorite kasutamisel tuleb arvestada maksimaalse pingega, millele see kondensaator vastu peab. Kui pinge ületab ettenähtud normi, siis võib laeng isolatsioonikihist läbi lüüa ja kondensaator muutub kõlbmatuks.

Kondensaatorite erineva ühendamise teel saab reguleerida pinget nende kasutamisel. Näiteks järjestikusel ühendamisel üksikute kondensaatorite pinged liituvad ja seetõttu võib kasutada suuremat pinget kogu patarei jaoks.

Näide. Kondensaatorid mahtuvusega 2μF, 3μF ja 5μF on ühendatud kord rööbiti, kord järjestikuselt. Määrata mõlemal viisil ühendatud kondensaatorite mahtuvus.

Paralleelsel ühendamisel $C = C_1 + C_2 + C_3 = 2 + 3 + 5 = 10\mu F$.

Järjestikusel ühendamisel

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} = \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{5} = \frac{31}{30}, \text{ millest}$$

$$C = \frac{30}{31} = 0{,}97\mu F.$$

Tulemusest nähtub, et järjestikusel ühendamisel on kogumahtuvus väiksem iga üksiku ühendatava kondensaatori mahtuvusest.

Elektrivälja energia

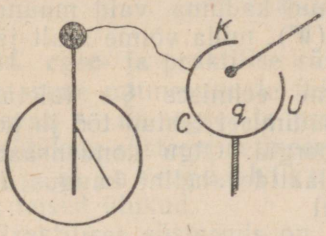
32. Laetud keha energia. Anname isoleeritud juhtivale kehale K, mille mahtuvus on C, laengu q (joon. 56). Tekkigu viimase mõjul omakorda potentsiaal U. Siis

$$q = CU, \text{ millest}$$

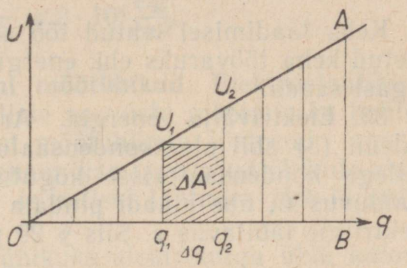
$$U = \frac{1}{C}\, q. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Siit näeme, et juhi potentsiaal U on võrdeline laenguga. Graafiliselt kujutab seda seost joonis 57, kus rõhtteljel on märgitud laengu suurused ja püstteljel neile vastavad juhi potentsiaalid.

Keha laadimisel tuleb teha tööd samanimelise laengu tõuketungide ületamiseks. Mida suurem on keha laeng, seda suuremaks muutuvad tõuketungid ja seda rohkem tuleb teha tööd laengu juurdeandmiseks.



Joon. 56. Isoleeritud juhi laadimine.



Joon. 57. Keha laadimisel tehtud töö graafiline kujutamine.

Nagu §-s 14 nägime, väljendub elektrilaengu liikumisel elektriväljas tehtud töö üldjuhul valemiga $A = q(U_1 - U_2) = qU$. Kui laengule q_1 vastav keha potentsiaal oli U_1, siis võime väga väikese laengu $\Delta q = q_2 - q_1$ juurdetoomisel lugeda potentsiaali U_1 praktiliselt muutmatuks. Seejuures laadimisel tehtud töö $\Delta A = \Delta q U_1$, mida graafiliselt kujutab joonisel 57 viirutatud ristküliku pindala. Kogu tööd keha laadimisel potentsiaalini U võime vaadelda kui väikeste laengute Δq ülekandmisel tehtud tööde summat. Piirväärtuses, kui Δq läheneb nullile, kujutab tehtud töö kogusummat graafiliselt $\triangle OAB$ pindala: $\frac{1}{2} OB \cdot AB$, kus OB väljendab kehale antud laengu kogusuurust q ja AB sellele vastavat potentsiaali U. Seega laadimisel tehtud töö

$$A = \frac{qU}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Eelmise graafilise võtte asemel võime keha laadimisel tehtud töö arvutamiseks kasutada ka järgmist mõttekäiku. Nagu nähtub valemist (1), kasvab laetava keha potentsiaal võrdeliselt laengu suurusega. Järelikult kogu laadimisprotsessi kestel võime laetava keha keskmiseks potentsiaali väärtuseks U_k võtta selle alg- (O) ja lõppväärtuse (U) aritmeetilise keskmise, s. o. $U_k = \frac{U}{2}$. Järelikult laadimisel tehtud töö

$$A = qU_k = \frac{qU}{2}.$$

Asendame valemis (2) q temale võrdse suurusega CU, siis

$$A = \frac{CU^2}{2}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Et $U = \frac{q}{C}$, siis saame valemist (3) pärast asendamist

$$A = \frac{q^2}{2C} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Keha laadimisel tehtud töö ei läinud kaduma, vaid muundus laetud keha töövaruks ehk energiaks (W), mida võime sealt jälle tagasi saada.

33. Elektrivälja energia. Arvutame eelmises §-s tuletatud valemi (3) abil plaatkondensaatori laadimisel tehtud töö ja koos sellega kondensaatorisse kogutud energia. Olgu kondensaatori mahtuvus C, ühe plaadi pindala S, plaatidevaheline kaugus d ja elektriline läbitavus ε. Siis § 29 põhjal

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$$

ning kondensaatori energia (§ 32, valem 3)

$$W = \frac{\varepsilon S U^2}{8\pi d}.$$

Asendades siin U temale võrdse suurusega Ed (vt. § 29), kus E on plaatidevahelise ühtlase elektrivälja tugevuse suurus, saame pärast lihtsustamist:

$$W = \frac{Sd}{8\pi} \varepsilon E^2.$$

Et Sd väljendab kondensaatori plaatidevahelist ruumala, siis energiahulk, mis tuleb selle ruumala ühe ühiku kohta, on

$$w = \frac{W}{Sd} = \frac{1}{8\pi} \varepsilon E^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Eeldades, et laetud kondensaatori kogu energia peitub plaatidevahelises ruumis, väljendab w selle ruumi energia tihedust. Nagu valemist (5) nähtub, on elektrivälja energia tihedus võrdeline väljatugevuse ruuduga.

Valem (5) on kehtiv ühtlase elektrivälja puhul. Ebaühtlase elektrivälja puhul kõneleme välja energia tihedusest antud punktis, sest mistahes punkti ümber võime valida niivõrd väikese ruumielemendi, et võime selles väljatugevuse lugeda praktiliselt ühtlaseks. Analoogiline seos on kehtiv ka magnetivälja energia kohta.

Näide. Plaatkondensaator mahtuvusega 5μF on laetud pingeni 220 V. Määrata kondensaatori energia džaulides ja plaatidevahelise elektrivälja energia tihedus ergides kuupsentimeetri kohta, kui kummagi plaadi pindala on 3 dm² ja plaatidevaheline kaugus 2 mm.

Kondensaatori energia

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{5 \cdot 10^{-6} \cdot 220^2}{2} = 0{,}121 \text{ J}.$$

Elektrivälja energia tihedus

$$w = \frac{0{,}121 \cdot 10^7}{3 \cdot 100 \cdot 0{,}2} \approx 2 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}.$$

34. cgse- ja praktilise süsteemi mõõtühikud. Elektrostaatikas kasutasime mitmesuguste füüsikaliste suuruste mõõtmiseks kahte erinevat, — nn. cgse- ja praktilist mõõtühikute süsteemi. cgse-mõõtühikute süsteem defineerib mehaanikas tarvitatud ühikute abil (cm, g, s) laenguühiku (lü) ja sellest lähtudes järk-järgult kõik teised ühikud.

Praktilises süsteemis on lähteühikuks elektrihulga ühik kulon ehk ampersekund, mis on defineeritud kui $3 \cdot 10^9$ lü või kui elektrihulk, mis jääva voolutugevuse puhul 1 amper läbib juhtme ristlõiget 1 s jooksul. Elektrolüüsil eraldab see elektrihulk hõbedasoola lahusest 1,11815 mg hõbedat.

Ülevaate saamiseks anname siin kokkuvõtte seni tarvitatud cgse- ja praktilise süsteemi ühikutest:

Tabel 2

Suuruse nimetus	cgse-süsteemi ühikud	Praktilise süsteemi ühikud	Seos cgse- ja prakt. süsteemi ühikute vahel
Elektrihulk	Laenguühik — lü	Kulon — C	$1\text{C} = 3 \cdot 10^9$ lü
Potentsiaal, pinge	Potentsiaaliühik — pü	Volt — V	$1\text{V} = \frac{1}{300}$ pü
Väljatugevus	Väljatugevuse ühikud $\frac{\text{dn}}{\text{lü}}$, $\frac{\text{pü}}{\text{cm}}$	$1\frac{\text{nj}}{\text{C}}$ ja $\frac{\text{V}}{\text{m}}$	$1\frac{\text{V}}{\text{m}} = \frac{1}{30000}\frac{\text{pü}}{\text{cm}}$
Mahtuvus	Mahtuvusühikud mü, cm	Farad — F ehk $\frac{\text{C}}{\text{V}}$	$1\text{F} = 9 \cdot 10^{11}$ cm
		Mikrofarad — μF	$1\ \mu\text{F} = 10^{-6}\ \text{F} = 9 \cdot 10^5$ cm
		Pikofarad — pF	$1\ \text{pF} = 10^{-12}\text{F} = 0{,}9$ cm

Samuti toome siin kokkuvõtte nende suuruste juba varem tuletatud dimensioonidest.

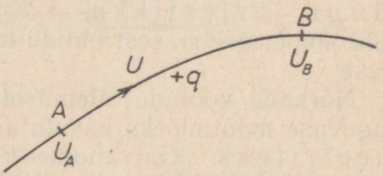
Suurus	Ühiku tähis	Dimensioon
Elektrihulk	lü	$g^{1/2}\,cm^{3/2}\,s^{-1}$ ehk $M^{1/2}\,L^{3/2}\,T^{-1}$
Potentsiaal	$\frac{erg}{lü}$ ehk pü	$g^{1/2}\,cm^{1/2}\,s^{-1}$ ehk $M^{1/2}\,L^{1/2}\,T^{-1}$
Väljatugevus	$\frac{dn}{lü}$	$g^{1/2}\,cm^{-\frac{1}{2}}\,s^{-1}$ ehk $M^{1/2}\,L^{-1/2}\,T^{-1}$
Mahtuvus	$\frac{lü}{pü}$ ehk mü	cm ehk L

II. ALALISVOOL

Elektrivool. Ohmi ja Kirchhoffi seadused.

35. Elektrivool. Voolutugevus ja voolutihedus. Eelmises peatükis — elektrostaatikas — vaatlesime nähtusi, mis olid seotud paigalpüsiva elektrilaenguga. Nüüd siirdume edasi nähtuste juurde, mis on tingitud elektrilaengu liikumisest ja mis seetõttu kuuluvad elektrodünaamika valdkonda.

Analoogiliselt vee- või õhuvoolule nimetatakse elektrivooluks kõige üldisemas mõttes elektrilaengute liikumist. Harilikult mõeldakse elektrivoolu all pidevat elektrilaengute liikumist juhtmes pinge mõjul. Kui näiteks t s jooksul (joon. 58) laeng $+q$ liigub juhtmes elektrivälja mõjul punktist A punkti B, siis on meil tegemist elektrivooluga selles juhtmes.



Joon. 58. Elektrivool.

Elektrivoolu iseloomustatakse voolutugevusega. Nagu jõevoolu tugevust hinnatakse jõe ristlõikest ühes sekundis läbivoolanud vee hulgaga, nii mõõdetakse ka elektrivoolu tugevust (I) juhtme ristlõiget 1 sekundis läbinud elektrihulgaga, s. o.

$$I = \frac{q}{t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Praktilises mõõtühikute süsteemis on elektrivoolu tugevuse ühikuks amper (A), s. o. niisugune püsiv elektrivoolu tugevus, mille puhul igas sekundis läbib juhtme ristlõiget 1 kulon elektrit. Seega

$$1\,\text{A} = 1\,\frac{\text{kulon}}{\text{s}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

cgse-süsteemis on elektrivoolu tugevuse ühikuks $1\,\frac{\text{lü}}{\text{s}}$, mida aga tema väiksuse tõttu praktikas ei kasutata.

Voolutugevuse dimensiooni saame valemist (1), mille põhjal

$$[I] = \frac{[q]}{[t]} = \text{lü} : \text{s} = M^{1/2} L^{3/2} T^{-1} : T = M^{1/2} L^{3/2} T^{-2}.$$

Juhtme ristlõike 1 cm² kohta tulevat voolutugevust amprites nimetatakse voolutiheduseks (j). Järelikult

$$j = \frac{I}{S} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}.$$

Voolutihedust mõõdetakse amprites cm² kohta. Kui näiteks juhet ristlõikega 2 mm² läbib vool tugevusega 3 A, siis on selle voolu tihedus $\frac{3}{2 \cdot 0{,}01}$, s. o. $150 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$.

Elektrivool kutsub esile mitmesuguseid nähtusi: ta tekitab juhtme ümber magnetivälja, soojendab juhet, mida ta läbib, kutsub mõningates juhtides (vedelikes) esile keemilisi jt. nähtusi jne. Et kõik need nähtused on ühel või teisel viisil seotud voolutugevusega, siis on võimalik neid kasutada voolutugevuse mõõtmiseks.

Riistu, mis mõõdavad voolutugevust amprites, nimetatakse ampermeetriteks. Nende skeemiliseks tähistussümboliks on ring tähega *A*. Ampermeetrid tuleb lülida vooluringi järjestikku, s. o. nii, et kogu mõõdetav vool läheks läbi ampermeetri, sest muidu me ei saaks mõõta antud voolu tugevust.

Nõrkade voolude olemasolu kindlakstegemiseks ning nende tugevuse mõõtmiseks kasutatavaid riistu nimetatakse galvanomeetriteks. Galvanomeetri tähiseks on ring tähega *G*. Galvanomeetrid mõõdavad voolutugevust μA-tes. Lähemalt elektri mõõteriistade kohta vt. ptk. III.

Järgnevalt vaatleme eraldi elektrivooluga seotud nähtusi tahketes kehades, vedelikes ja gaasides.

36. Voolu suund ja voolu liigid. Laeng liigub elektriväljas potentsiaalide vahe ehk pinge mõjul. Kui näiteks ühe keha potentsiaal erineb teise keha omast, siis nende kehade ühendamisel juhtmega potentsiaalid ühtlustuvad ja kehadevaheline pinge muutub nulliks. Seda nähtust võime seletada niihästi positiivsete laengute liikumisega kõrgema potentsiaaliga kehalt madalama potentsiaaliga kehale, kui ka negatiivsete laengute liikumisega vastassuunas. Tehnikas kasutatakse kokkuleppeliselt ainult esimest seletusviisi. Seepärast nimetatakse positiivsete elektrilaengute liikumise suunda voolu tehniliseks suunaks. Tegelikult elektrivoolu puhul metallides liiguvad negatiivsed elektrilaengud — elektronid — vastupidi tehnilisele voolusuunale. Elektrivoolu, mis kulgeb pidevalt samas suunas, nimetatakse alalisvooluks. Kui aga elektrivoolu suund pinge muutumise tõttu vaheldub, siis on tegemist vaheldusvooluga. Voolu suuna muutmise sagedus võib olla väga mitme-

sugune, olenedes kasutamise otstarbest. Valgustus- ja tehnilise vooluna kasutatava vahelduvvoolu suund muutub harilikult 100 korda sekundis. See on nn. *madalsagedusega* vahelduvvool. Sidetehnikas (traadita telegraaf ja telefon) kasutatakse kõrgsagedusega vahelduvvoolu, kus voolu suuna muutumine toimub kuni 10^9 korda sekundis.

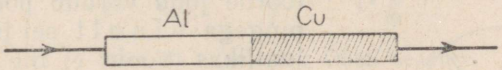
Eriliste seadiste, nn. *alaldajate* abil on võimalik vahelduvvoolust saada alalisvoolu. Alaldajad on õieti ventiilid, mis ühes suunas voolu läbi lasevad, teises aga mitte. Sel teel ongi võimalik vahelduvvoolu alaldada ehk õgvendada.

Eksituste vältimiseks tuleb vahelduvvoolu eristada muutuva tugevusega alalisvoolust. Viimasel juhul jääb voolu suund kogu aeg samaks, muutub ainult voolu tugevus. Konstantse tugevusega alalisvoolu nimetame *püsivaks* vooluks.

Oma olemuselt jaguneb elektrivool kolmeks liigiks:

1) juhtivusvool,
2) konvektsioonvool ja
3) nihkevool.

Juhtivusvool esineb metalsetes elektrijuhtides, kus liikuva elektrilaengu moodustavad elektronid, mis tõepoolest liiguvad mööda juhti. Seejuures aga kristallilise ehitusega juhi ruumvõre



Joon. 59. Riecke katse skeem.

sõlmpunktides asetsevad osakesesd jäävad paigale. Seda tõendas füüsik Riecke järgmise katse abil (joon. 59). Ta surus vastamisi hästilihvitud jämeda alumiinium- ja vaskjuhtme otsad ja laskis sellisest liitjuhtmest õige pika aja jooksul läbi tugevat voolu. Katse lõpul toimunud analüüs ei võimaldanud kindlaks teha mingit ühe või teise metalli ülekandumist läbi nende kokkupuutepinna, peale tavalise difusioonist tingitud ülekandumise.

Konvektsioonvoolu puhul toimub elektri liikumine koos aine osakestega nn. laetud aineosakeste ehk *ioonide* näol. Konvektsioonvool esineb vedelikes ja gaasides, kus aineosakesed on üksteise suhtes kergesti liikuvad. Konvektsioonvooluna võime vaadelda ka mõne laetud keha edasikandumist ühest kohast teise.

Nihkevoolu all mõeldakse muutlikku elektrivälja, mis perioodiliselt muudab oma tugevust ja suunda. Niisugune väli on üheväärne teatud vooluga ning seetõttu kõnelemegi muutlikust elektriväljast kui nihkevoolust. Esialgu tutvume lähemalt juhtivusvoolu nähtustega.

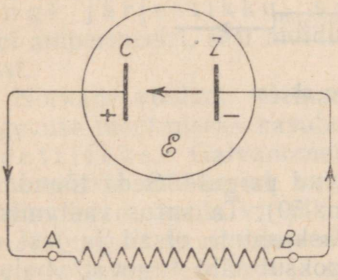
37. Elektromotoorne jõud. Elektrivool juhtmes teeb tööd kas mõnda mootorit käima pannes, seda voolujuhet soojendades või mõnel teisel viisil. Joonisel 60 on kujutatud vooluallikas (E), mil-

TRÜ Raamatukogu

leks võib olla galvaani element, akumulaator, dünamo vms. Ühendame vooluallika poolused (C ja Z) juhtmega ja vaatleme selles tekkinud voolu lõigus AB. Kui punktide A ja B potentsiaalid erinevad, siis on nende vahel elektriväli, mis paneb elektrilaengud juhtmes liikuma. Tekib elektrivool, mis püsib seni, kuni püsib punktide A ja B potentsiaalide vahe ehk pinge. Seejuures teeb elektrivool juhtmelõigus AB tööd, mille hulka (A) mõõdame läbivoolanud elektrihulga (q) ja pinge (U) korrutisega: $A = qU$. See töö toimub vooluallikast (generaatorist) saadud energia arvel. Kui tahame saada kogu välisjuhtmes tehtud tööd, tuleb üksikutes juhtmelõikudes tehtud tööelemendid liita.

Vooluallika võimet tekitada ning säilitada pinget nimetatakse tema elektromotoorseks jõuks (emj — E) ja seda mõõdetakse arvuliselt maksimaalse pinge suurusega, mida see vooluallikas tekitab. Et pinget mõõdame töö abil, mida teeb elektriväli laenguühiku viimisel ühest punktist teise, siis võime ka vooluallika elektromotoorset jõudu mõõta tööga, mida see vooluallikas teeb ühe laenguühiku viimisel läbi kogu vooluringi.

Laengu viimiseks läbi vooluallika kulub samuti tööd, seetõttu on vooluallika elektromotoorne jõud alati suurem kui poolustevaheline pinge kinnise vooluringi välisosas. Vooluallika elektromotoorne jõud võrdub poolustevahelise pingega *ainult* sel juhul, kui vooluallikas voolu ei ole. Mõõteriista (voltmeetrit) läbivat voolu selle väiksuse tõttu me ei arvesta.



Joon. 60. Generaatori skeem.

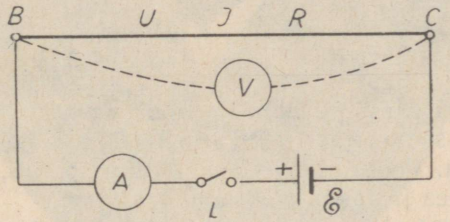
Vooluallika poolustevahelist pinget kinnise vooluringi puhul nimetatakse ka *klemmide pingeks*. Seda pinget kasutame tarbimisel.

38. Juhtivusvoolu mehhanism. Metallid on kristallilise ehitusega. Nende ruumvõre sõlmpunktides asuvad metalli positiivsed ioonid, vaheruumis aga vabad elektronid nn. *elektrongaasi* näol. Elektrivool juhtmes ongi tegelikult vabade elektronide vool.

Pingestamata olekus on juhtme elektronid, samuti kui gaasi molekulidki, kaootilises termilises liikumises. Juhtme otstevahelise pinge mõjul aga lisandub elektronide kaootilisele liikumisele kiirusekomponent, mis elektronide negatiivse laengu tõttu on vastassuunaline mõjuva elektriväljaga. Kui elektronide liikumine toimuks täiesti vabalt, siis oleks ta kiirendatud ja voolutugevus juhtmes kasvaks järjest. Kuid ruumvõre sõlmpunktides asetsevad positiivsed ioonid, milledega elektronid alatasa kokku põrkavad, pidurdavad nende liikumist. Sellest tulebki juhtme takistus.

Gaaside kineetilisest teooriast teame, et molekuli keskmine vaba tee pikkus (põrkest järgmise põrkeni) on äärmiselt väike:

$\sim 5 \cdot 10^{-6}$ cm. Samuti on äärmiselt väike elektroni vaba tee pikkus. Seetõttu ei saavuta elektronid elektrivälja mõjul kuigi suurt kiirust. Ekslik oleks arvata, et elektrivälja levimise kiirus juhtmes, mis läheneb valguse kiirusele $\left(300\,000\ \frac{km}{s}\right)$, võrdub elektronide liikumise keskmise kiirusega. Elektrivälja levimine on analoogiline rõhuimpulsi edasiandmisega vedelikus, näiteks veevärgi torustikus, kuna elektronide kiirusele vastab vedeliku (vee) voolamise kiirus. Loomulikult oleneb elektronide kiirus mõjuvast pingest, aine struktuurist ja temperatuurist. Kui elektrivälja tugevus on $1\ \frac{V}{cm}$, võib elektronide liikumiskiiruse keskmiseks suurusjärguks voolujuhtmes võtta $0{,}1\ \frac{mm}{s}$.



Joon. 61. Vooluring Ohmi seaduse demonstreerimiseks.

39. Ohmi seadus. Moodustame vooluringi (joon. 61) akumulaatorist (E), ampermeetrist (A) ja juhtmest BC. Juhtme BC otstevahelise pinge U mõõtmiseks lülime nende vahele voltmeetri (V). Lülime voolu lüliti L abil ja mõõdame juhtme BC otstevahelise pinge U kui ka sellele vastava voolutugevuse I. Muutes pinget U akumulaatorite juurdelisamisega, muutub ühtlasi ka voolutugevus I, kui kõik muu jääb vooluringis endiseks.

Mõõtmistulemusi lähemalt analüüsides näeme, et pinge suurenemisega suureneb ühtlasi ka voolutugevus ja nimelt nii, et pinge ja voolutugevuse suhe jääb konstantseks. Järelikult p i n g e o n v õ r d e l i n e v o o l u t u g e v u s e g a.

Asendades juhtme BC uute, endisest erinevate juhtmetega (pikemad, jämedamad, teisest ainest) ja mõõtes endistele pingetele vastavad voolutugevused, näeme, et iga uue juhtme puhul võime saada küll endisega võrreldes erinevad voolutugevused, kuid ikka nõnda, et s a m a j u h t m e p u h u l on juhtme otstevahelise pinge ja voolutugevuse suhe konstantne, s. o.

$$\frac{U}{I} = \text{const.} = R, \text{ millest} \quad . \quad . \quad (1)$$

$$U = RI. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Pinge ja voolutugevuse konstantne suhe R on võrdeteguriks, mis oleneb juhtme pikkusest, ristlõike pindalast (jämedusest), ainest ja temperatuurist ning kannab juhtme takistuse nime.

Valemitest (1) ja (2) nähtub, et $R = 1$, kui $U = 1$ ja $I = 1$, s. o. juhtme takistus on 1 takistusühik, kui otstevahelise pinge puhul 1 pingeühik läbib juhet vool tugevusega 1 voolutugevuse ühik. Praktilises süsteemis on takistusühikuks 1 oom, s. o. sellise juhtme takistus, mida otstevahelise pinge puhul 1 volt läbib vool tugevusega 1 amper. Takistusühiku oomi etalooniks on võetud 1-mm² ristlõikega ja 106,3-cm pikkusega elavhõbedasamba takistus temperatuuril 0° C. Temperatuuri fikseerimine on oluline, sest juhtme takistus oleneb temperatuurist.

Lahendades valemi (1) kui võrrandi voolutugevuse I suhtes, saame

$$I = \frac{U}{R}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

s. o. voolutugevus juhtmes on võrdeline juhtme otstevahelise pingega ja pöördvõrdeline juhtme takistusega. Voolutugevus I mõõtub amprites, kui pinge U on mõõdetud voltides ja takistus R oomides.

Valemitega (1), (2) ja (3) väljendatud seaduspärasused avastas saksa füüsik Georg Simon Ohm[1] suure hulga katsete tulemusena 1826. a., seepärast kannabki neis valemeis väljendatud voolutugevuse, pinge ja takistuse vaheline seos Ohmi seaduse nime. Sisult on kõik need 3 valemit üheväärsed. Harilikult antakse Ohmi seadus siiski valemiga (3) väljendatud kujul.

Ohmi seadus kehtib mitte ainult mõne juhtmelõigu, vaid mistahes vooluringi osa või kogu vooluringi kohta.

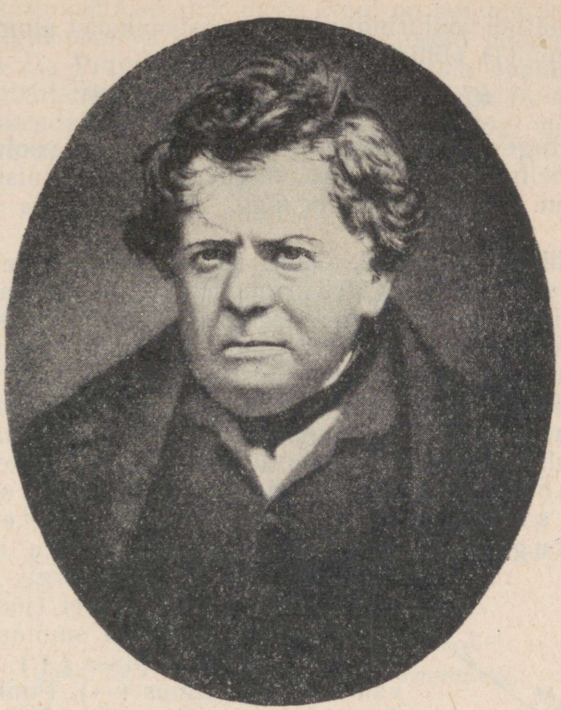
Ohmi seadusest

$$U = IR$$

järgneb, et jääva voolutugevuse puhul on pinge alati võrdeline vastava vooluringi osa takistusega. Mida suurem on vooluringi osa takistus, seda suurem on sellele vastav pinge ning ümberpöördult.

40. Ohmi seadus kogu vooluringi kohta. Moodustame kinnise vooluringi (joon. 62) galvaani elemendist, ampermeetrist (A) ja takistist (R), lülides ühtlasi galvaani elemendi pooluste (K ja L) vahele voltmeetri (V). Olgu galvaani elemendi elektromotoorne jõud E ja voolutugevus vooluringis I. Katse näitab, et takistuse R

[1] Georg Simon Ohm (1789—1854), lukkseppmeistri poeg, saksa füüsik, algul füüsika ja matemaatika õpetaja keskkoolides ning polütehnikumis, 1849. a. alates professor Müncheni ülikoolis. Avastas temanimelise elektrivoolu seaduse, uuris ka hääle ülemtoonide küsimust.



Georg Simon Ohm.

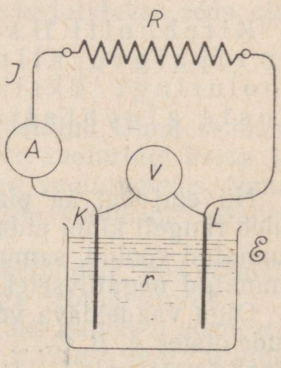
vähendamisega voolutugevus I suureneb, kuna galvaani elemendi poolustevaheline pinge järjest väheneb.

Olgu elemendi sisetakistus r, vooluringi välistakistus R. Et voolutugevus I on kogu vooluringis (nii väli- kui ka siseosas) sama ja pinge võrdub voolutugevuse ning takistuse korrutisega, siis vooluringi välisosa otstevaheline pinge on RI, siseosas rI, seega kokku $RI + rI$. Kogu selle pinge languse kompenseerib (tasakaalustab) elemendi elektromotoorne jõud E, järelikult

$$E = RI + rI = \\ = (R + r)I, \text{ millest} \quad . \quad . \quad (1)$$

$$I = \frac{E}{R + r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Saadud valemist nähtub, et voolutugevus vooluringis võrdub kogu vooluringi elektromotoorse jõu ja takistuse jagatisega.



Joon. 62. Kinnine vooluring.

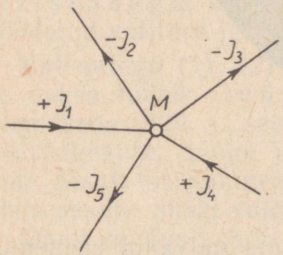
Voltmeeter näitab vooluringi välisosa otstevahelist pinget RI, mille suurus valemi (1) põhjal on

$$RI = E - rI \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Et voolutugevuse suurenemisega suureneb ka vooluringi siseosa otstevaheline pinge rI, siis, nagu nähtub valemist (3), peab vähenema nn. klemmide pinge RI, nagu seda katse tõendaski.

41. Kirchhoffi seadused. Ohmi seadus kehtib ühe vooluringi kohta, mis sisaldab mingi elektromotoorse jõu allika (generaatori). Praktikas aga on sageli tegemist väga keerulise juhtmete süsteemi ehk võrguga. Sel juhul kasutatakse emj, voolutugevuse ja takistuse vaheliste seoste määramiseks Kirchhoffi poolt 1847. a. sõnastatud kahte seadust. Neid nimetatakse ka Kirchhoffi reegliteks, sest nad ei sisalda uusi seaduspärasusi, vaid annavad ainult praktilise juhise (reegli) seniste seaduspärasuste rakendamiseks.

Kirchhoffi I seadus. Vooluvõrgu igas punktis on sinna suunduvate ja sealt väljuvate elektrivoolude tugevuste algebraline summa null.



Joon. 63. Kirchhoffi I seaduse selgituseks.

Olgu näiteks vooluvõrgu punktis M koondunud mitu harujuhet (joon. 63). Tähistame kõik punkti M suunduvad voolutugevused märgiga pluss (+), sealt väljuvad märgiga miinus (—). Punkti M suunduvad ja sealt väljuvad voolutugevused on tasakaalus, sest seal ei teki mingit elektri kuhjumist ega puudujääki. Järelikult kõikide voolutugevuste algebraline summa võrdub nulliga, s. o.

$$I_1 - I_2 - I_3 + I_4 - I_5 = 0,$$

ehk üldkujul

$$\Sigma I_i = 0.$$

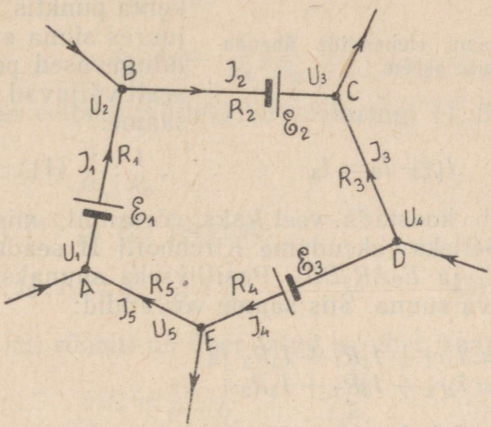
Kirchhoffi II seadus. Igas kinnises vooluringis on emj algebraline summa (ΣE_i) võrdne kõigi selle vooluringi üksiklõikudes esinevate pingelanguste algebralise summaga ($\Sigma I_i R_i$), s. o.

$$\Sigma E_i = \Sigma I_i R_i.$$

Nii emj kui ka pingelanguste algebralise summa saamiseks tuleb rangelt kinni pidada märkide reeglist, näiteks kõik päripäeva suunatud voolud, samuti emj, lugeda positiivseteks ja vastupäeva suunatud negatiivseteks — või ümberpöördult.

Olgu vaadeldava vooluringi $ABCDEA$ (joon. 64) üksikute lõikude otstes A, B, C ... väliste vooluallikate mõjul tekitatud potentsiaalid vastavalt U_1, U_2, U_3, ... ja neis esinevad emj vastavalt E_1, E_2, E_3 ... Vaadeldes näiteks esimest lõiku, leiame pingelanguse

selles järgmise arutluse abil: lõigu algul on potentsiaal U_1, sellele lisandub lõigul esineva emj E_1 poolt tekitatud potentsiaali hüpe, kokku $U_1 + E_1$. Pingelanguse saamiseks tuleb saadud summast lahutada potentsiaal lõigu teises otsas U_2. Seega $U_1 + E_1 - U_2 = I_1 R_1$. Rakendades seda mõttekäiku vooluringi kõigi lõikude kohta saame võrdused:



Joon. 64. Kirchhoffi II seaduse selgituseks.

$$U_1 + E_1 - U_2 = I_1 R_1$$
$$U_2 + E_2 - U_3 = I_2 R_2$$
$$\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot$$
$$U_{n-1} + E_{n-1} - U_n = I_{n-1}\ R_{n-1}$$
$$U_n + E_n - U_1 = I_n R_n$$

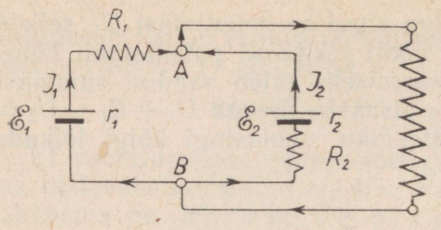
Liites selle tabeli võrduste mõlemad pooled saame:
$E_1 + E_2 + \ldots + E_n = I_1 R_1 + I_2 R_2 + \ldots + I_n R_n$, sest kõik otspunktide potentsiaalid koonduvad. Lühidalt kirjutatakse seda nii:

$$\Sigma E_i = \Sigma I_i R_i.$$

Saadud valemit võime vaadelda kui üldistatud Ohmi seadust $[E = I(R + r)]$, mis on rakendatav igasuguse vooluringi kohta ja kus igas vooluringi lõigus võib olla erinev voolutugevus, kuna Ohmi seaduse korral on voolutugevus kõigis vooluringi osades sama.

Kirchhoffi seadused annavad meile rea võrrandeid, mis võimaldavad arvutada mitmesuguseid vooluvõrguga seotud suurusi.

Näitena lahendame järgmise ülesande. Kaks galvaani elementi, mille emj ja sisetakistus on vastavalt $E_1 = 1{,}2$ V ja $r_1 = 0{,}2\ \Omega$ ning $E_2 = 1{,}5$ V ja $r_2 = 0{,}1\ \Omega$, on lülitatud vooluvõrku vastavalt joon.



Joon. 65. Galvaani elementide ühendamise skeem.

65 antud skeemile. Leida voolutugevused I_1, I_2 ja I_3, kui vooluvõrku on lülitatud takistused $R_1 = 1{,}1\ \Omega$, $R_2 = 1{,}2\ \Omega$ ja $R_3 = 1{,}3\ \Omega$.

Rakendades Kirchhoffi I seadust voolu hargnemise kohta punktis A, lugedes seejuures sinna suunduvad voolutugevused positiivseteks ja sealt väljuvad negatiivseteks, saame:

$$I_1 + I_2 = I_3 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Edasi tuleb koostada veel kaks võrrandit, mis seovad samu tundmatuid. Selleks rakendame Kirchhoffi II seadust vooluringidele $E_1AR_3BE_1$ ja $E_2AR_3BE_2$. Positiivseks suunaks vooluringides loeme päripäeva suuna. Siis saame võrrandid:

$$E_1 = I_1r_1 + I_1R_1 + I_3R_3 \text{ ja} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$
$$E_2 = I_2r_2 + I_2R_2 + I_3R_3. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Nüüd on meil kolm võrrandit kolme tundmatuga (I_1, I_2 ja I_3), mille lahendamisel saame otsitavad voolutugevuste väärtused.

Lahendamiseks asendame I_3 võrrandites (2) ja (3) tema väärtusega võrrandist (1). Siis

$$E_1 = I_1r_1 + I_1R_1 + (I_1 + I_2)R_3 \text{ ehk}$$
$$E_1 = I_1(r_1 + R_1 + R_3) + I_2R_3 \text{ ja} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$
$$E_2 = I_2r_2 + I_2R_2 + (I_1 + I_2)R_3 \text{ ehk}$$
$$E_2 = I_2(r_2 + R_2 + R_3) + I_1R_3. \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

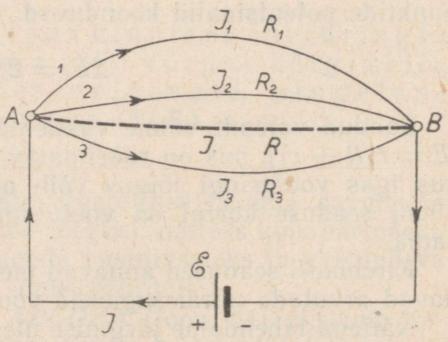
Asendades võrrandites (4) ja (5) emj ja takistuste asemele vastavad arvulised väärtused ning lahendades selle võrrandsüsteemi, saame:

$I_1 = 0{,}23$ A ja $I_2 = 0{,}46$ A.

Edasi võrrandist (1)

$I_3 = I_1 + I_2 = 0{,}69$ A.

42. Voolu harunemine. Harunegu kinnine vooluring punktide A ja B vahel näiteks kolmeks (joon. 66). Olgu voolutugevused ja takistused harudes vastavalt I_1, R_1; I_2, R_2 ja I_3, R_3. Rakendame Kirchhoffi II seadust näiteks vooluringi (1, 2) kohta. Et



Joon. 66. Haruvoolude skeem.

selles vooluringis vooluallikad puuduvad, siis on siin elektromotoorsete jõudude summa null. Järelikult peab nulliga võrduma ka vooluțugevuste ning vastavate takistuste korrutiste algebraline summa, s. o.

$$I_1R_1 - I_2R_2 = 0, \text{ millest}$$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1} \text{ ehk}$$

$$I_1 : I_2 = \frac{1}{R_1} : \frac{1}{R_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Rakendades eelmist mõttekäiku vooluringi (1, 3) kohta saame:

$$I_1 : I_3 = \frac{1}{R_1} : \frac{1}{R_3} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Võrdustest (1) ja (2) järgneb:

$$I_1 : I_2 : I_3 = \frac{1}{R_1} : \frac{1}{R_2} : \frac{1}{R_3} . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

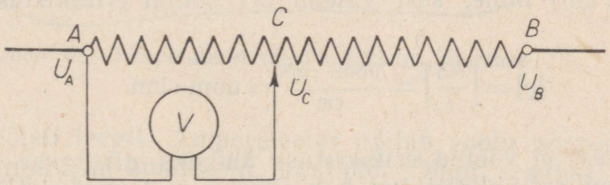
Üldjuhul, kui rööbiti on ühendatud n juhet, saame:

$$I_1 : I_2 : \ldots : I_n = \frac{1}{R_1} : \frac{1}{R_2} : \ldots : \frac{1}{R_n} . \quad . \quad . \quad (4)$$

Juhtme takistuse (R) pöördväärtust $\left(\frac{1}{R}\right)$ nimetatakse selle juhtme juhtivuseks.

Järelikult rööbiti lülitud juhtmetes on vooluțugevused pöördvõrdelised nende juhtmete takistustega ehk võrdelised nende juhtivustega.

43. Potentsiomeeter. Potentsiaali langust juhtmes kasutatakse madalama pinge saamiseks kõrgepingelise vooluallika puhul. Olgu näiteks punktide A ja B vahel vooluahelasse lülitud homogeenne



Joon. 67. Potentsiomeetri skeem.

takistus. Siis toimub pinge langus ühtlaselt, s. o. võrdeliselt takistustraadi pikkusega. Kui potentsiaal punktides A ja B on vastavalt U_A ja U_B ning mõnes vahepealses punktis C U_C, siis $U_A > U_C > U_B$. Kontakti C vastava nihutamisega võime saada pinge $U_A - U_C$ jaoks kõik väärtused nullist kuni $U_A - U_B$-ni, nagu seda voltmeetri abil on lihtne näidata. Säärast pingevähen-

dajat nimetatakse potentsiomeetriks. Viimane leiab rohkesti kasutamist alalisvoolu puhul, vahelduvvoolu puhul kasutatakse selleks trafosid.

Takistus ja juhtivus

44. Takistus ja eritakistus. Katsed näitavad, et juhtme takistus oleneb juhtme ainest, pikkusest, ristlõike pindalast ja temperatuurist. Seda olenevust lähemalt uurides leidis Ohm juhtme takistuse (R) suuruse väljendamiseks järgmise seose:

$$R = \varrho \frac{l}{S}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus l on juhtme pikkus, S ristlõike pindala ja ϱ juhtme ainest ning ühikute valikust olenev võrdetegur, mis kannab eritakistuse nime. Valemist (1) saame:

$$\varrho = \frac{RS}{l}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

s. o. aine eritakistus mõõtub takistusega, mida omab sellest ainest ühtlane juhtmetükk, mille pikkuseks on üks pikkusühik ja ristlõikeks üks pindalaühik.

Seejuures:

$$\varrho = 1, \text{ kui } l = 1, \ S = 1 \text{ ja } R = 1.$$

Praktikas kasutatakse eritakistuse mõõtühikuna sellise aine eritakistust, millest valmistatud 1 cm pikkuse ($l = 1$ cm) ja 1 cm²-lise ristlõikega ($S = 1$ cm²) juhtmetüki takistus on 1 oom.

Sel teel määratud eritakistuse mõõtühik kannab oomsentimeetri (Ω cm) nime, sest valemi (1) põhjal eritakistuse dimensioon

$$[\varrho] = \left[\frac{RS}{l}\right] = \frac{\text{oom} \cdot \text{cm}^2}{\text{cm}} = \text{oom} \cdot \text{cm}.$$

Tehnikas on võetud eritakistuse ühikuks niisuguse aine eritakistus, millest valmistatud 1 m pikkuse ja 1 mm² ristlõike pindalaga juhtmetüki takistus on 1 oom. Nagu valemist (1) nähtub, on eritakistuse tehnilise ühiku tähiseks $\frac{\text{oom} \cdot \text{mm}^2}{\text{m}}$.

$$\frac{1 \text{ oom} \cdot \text{mm}^2}{\text{m}} = \frac{1 \text{ oom} \cdot 0{,}01 \text{ cm}^2}{100 \text{ cm}} = \frac{0{,}01 \text{ oom} \cdot \text{cm}^2}{100 \text{ cm}} = 10^{-4} \text{ oom} \cdot \text{cm}.$$

Tabelis nr. 3 on antud mõnede tuntud ainete eritakistused oomsentimeetrites ja tehnilistes ühikutes.

Tabel 3

Eritakistusi 0° C juures.

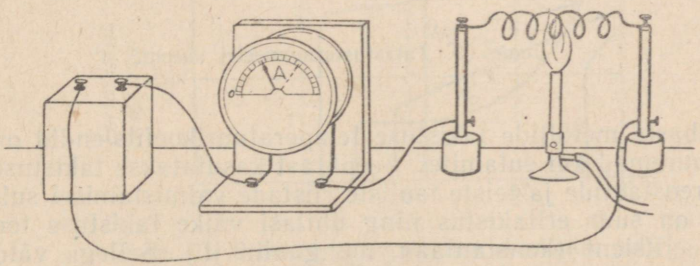
Aine	Eritakistus oomsentimeetrites	Eritakistus tehn. ühikutes	Temperatuuri-koefitsient
Alumiinium	$0{,}031 \cdot 10^{-4}$	0,031	$39 \cdot 10^{-4}$
Hõbe	$0{,}016 \cdot 10^{-4}$	0,016	$38 \cdot 10^{-4}$
Konstantaan	$0{,}50 \cdot 10^{-4}$	0,50	$30 \cdot 10^{-4}$
Nikeliin	$0{,}41 \cdot 10^{-4}$	0,41	$2 \cdot 10^{-4}$
Raud	$0{,}12 \cdot 10^{-4}$	0,12	$63 \cdot 10^{-4}$
Tsink	$0{,}06 \cdot 10^{-4}$	0,06	$37 \cdot 10^{-4}$
Vask	$0{,}17 \cdot 10^{-4}$	0,017	$39 \cdot 10^{-4}$

Näide. Leida 50 m pikkuse ja 2 mm läbimõõduga vaskjuhtme takistus.

Vase eritakistus on $1{,}7 \cdot 10^{-6}$ oom · cm. Järelikult kogu juhtme takistus

$$R = \varrho \frac{l}{S} = 1{,}7 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{50 \cdot 100}{\pi \cdot 1^2 \cdot 0{,}01} = \frac{1{,}7 \cdot 5}{\pi} \cdot 10^{-1} = 0{,}27 \text{ oomi.}$$

45. Takistuse olenevus temperatuurist. Koostame vooluringi (joon. 68) vooluallikast, takistustraadist ja ampermeetrist. Registreerime ampermeetri lugemi. Nüüd soojendame takistus-



Joon. 68. Temperatuuri tõustes takistus suureneb.

traati gaasipõleti leegil. Ampermeeter näitab voolu nõrgenemist. Et vooluallika emj ei muutunud, siis pidi Ohmi seaduse põhjal $\left(I = \frac{U}{R}\right)$ suurenema takistus (R), sest muidu voolutugevus ei väheneks.

Et metalljuhtme takistus oleneb temperatuurist ja nimelt suureneb temperatuuri tõusuga, seda näitas esimesena katseliselt H. F. E. Lenz 1835. a.

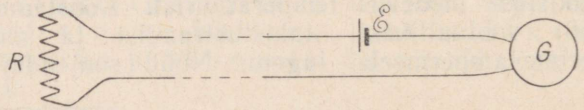
Katsed näitavad, et metalljuhtme takistus suureneb temperatuuri tõusuga vastavalt järgmisele ligikaudsele seosele:

$$R_t = R_o(1 + \alpha t). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Siin R_o on juhtme takistus 0° C juures, R_t — takistus temperatuuril t° C ja α — antud juhtme takistuse temperatuurikoefitsient, mis näitab, kui suure osa võrra oma väärtusest 0° C puhul muutub takistus temperatuuri tõustes 1° C võrra. Takistuse temperatuurikoefitsient α oleneb juhtme ainest. Mõnede tuntud ainete temperatuurikoefitsiendid on toodud tabelis nr. 3. Siit nähtub, et takistuse temperatuurikoefitsiendid erinevad üksteisest tunduvalt. Vase ja mõne teise metalli takistuse temperatuurikoefitsiendi väärtus on ümmarguselt 0,004, mis ligikaudu võrdub gaaside paisumise termilise koefitsiendiga $\frac{1}{273}$. Samalaadne seos kehtib ka juhtme aine eritakistuste vahel, s. o.

$$\varrho_t = \varrho_o (1 + \alpha t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Nagu §-s 38 nägime, takistab elektronide liikumist ruumvõre. Temperatuuri tõustes hakkavad elektrongaasi elektronid kiiremini liikuma ning ruumvõre osad tugevamini võnkuma. Sellest tingituna sageneb elektronide põrkumine vastu ruumvõret, mis ongi takistuse suurenemise põhjuseks.



Joon. 69. Takistustermomeetri skeem.

Puhaste metallide takistuse temperatuurikoefitsiendid on üldiselt suuremad kui sulamitel. Seepärast kasutatakse takistusetaloonide, reostaatide ja teiste taoliste riistade valmistamisel sulameid, millel on suur eritakistus ning ühtlasi väike takistuse temperatuurikoefitsient (konstantaan, manganiin jt.). Sellega välditakse märkimisväärseid takistuse kõikumisi temperatuuri muutumisel.

Seos juhtme takistuse ja temperatuuri vahel võimaldab nn. takistustermomeetrite ehitamist. Selleks kasutatakse puhtast metallist (harilikult plaatinast) peenikest traati, mille takistus mõnesugusel algtemperatuuril (R_o) on täpselt määratud. See traaditükk lülitatakse takistust mõõtvasse silda (vt. § 49) ja asetatakse kohta, mille temperatuuri tahetakse mõõta. Määranud takistuse otsitaval temperatuuril (R_t), asetame R_o ja R_t väärtused valemisse (1). Et koefitsient α on teada, saame võrrandi ühe tundmatuga, millest võime arvutada temperatuuri muutuse t.

Eriti sobivad takistustermomeetrite ehitamiseks mõned pooljuhid, sest nende takistus muutub temperatuuri muutumisel hoopis rohkem kui metallidel. Nii näiteks metalljuhtme temperatuuri muutus 1° C võrra suurendab selle juhtme takistust 0,3—0,4%, pooljuhtide takistus aga väheneb sama temperatuuri muutuse korral

3—8%. See asjaolu võimaldab kasutada pooljuhte väga tundlike takistustermomeetrite, nn. termistoride ehitamisel.

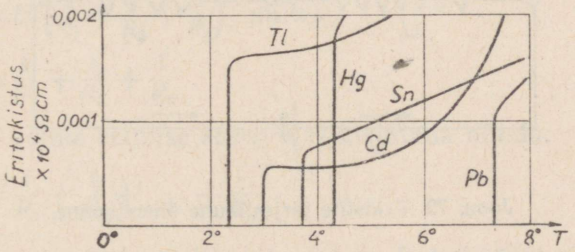
Termistorid leiavad rakendamist laevaruumide, elevaatori viljaladude, puulehtede, juurte jne. temperatuuri mõõtmisel. Nende eeliseks on suur täpsus, väike soojusmahtuvus ja võimalus mõõta kõrgeid temperatuure isegi kauge maa tagant.

46. Juhtivus. Ülijuhtivus. Mida väiksem on juhtme takistus, seda tugevam on vool ja seda suurem on selle juhtme elektrijuhtivus. Seega elektrijuhtivust iseloomustab takistuse pöördväärtus $\left(\frac{1}{R}\right)$, kuna erijuhtivuse (σ) all mõeldakse eritakistuse (ϱ) pöördväärtust, s. o.

$$\sigma = \frac{1}{\varrho}.$$

Juhtivuse mõiste võimaldab meil mõnel juhul nähtusi lihtsamalt kirjeldada.

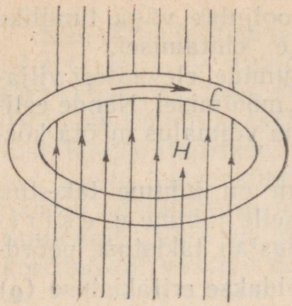
Juhi takistus temperatuuri tõusuga üldiselt suureneb ning ümberpöördult, temperatuuri langusega kahaneb valemi $R = R_0(1 + \alpha t)$ järgi. Seejuures ilmneb huvitav nähtus: mõnede metallide (seatina, elavhõbe, tina, alumiinium, tsink jt.) takistus abso-



Joon. 70. Eritakistuse muutumine absoluutse nulli läheduses.

luutse nulli läheduses (2—8° K) langeb järsku peaaegu nullini (joon. 70). Selle nähtuse avastas hollandi õpetlane Kamerlingh-Onnes a. 1911 ja see kannab ülijuhtivuse nime. Ülijuhtivus esineb nii puhaste metallide kui ka sulamite juures. Temperatuur, mille juures juht muutub ülijuhiks, on erinevate ainete juures erinev. Näiteks seatina muutub ülijuhiks 7,2° K juures, elavhõbe 4,2° K juures, alumiinium 1,14° K juures jne.

Ülijuhtivuse demonstreerimise ühe viisina kasutatakse järgmist võtet (joon. 71). Näiteks läbi madala temperatuuri juures oleva tinarõnga tekitatakse magnetivoog (H). Magnetivoo kadumisel indutseerub rõngas elektrivool (I). Et rõnga takistus voolule ülijuhtivuse tõttu on praktiliselt null, siis püsib rõngas tekkinud vool

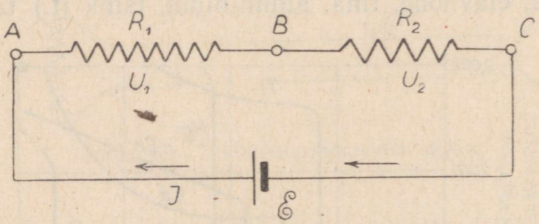


Joon. 71. Katseskeem ülijuhtivuse demonstreerimiseks.

pikemat aega (päevade viisi), mida võib kindlaks teha magnetnõela abil, sest iga voolu ümber on magnetiväli.

Ülijuhtivuse küsimuse uurimisel sammuvad esirinnas nõukogude füüsikud eesotsas A. J. Šalnikoviga. Madalate temperatuuride saamiseks kasutavad nad seejuures nõukogude füüsiku P. L. Kapitsa poolt väljatöötatud uurimismeetodeid.

47. Järjestikuselt ja paralleelselt ühendatud juhtmete takistus. Olgu kaks takistit R_1 ja R_2 ühendatud järjestikuselt (joon. 72). Sel viisil saadud liittakistuse otsad A ja C ühendame vooluallikaga. Vooluringis tekib vool tugevusega I. Kui punktide A ja C vaheline pinge on U, punktide A ja B ning B ja C vahel vastavalt U_1 ja U_2, siis $U = U_1 + U_2$. Tähistades punktide A ja C vahelise juhtme kogutakistuse tähega R ning asendades pinged vastavate voolutugevuste ja takistuste korrutistega, saame:



Joon. 72. Takistite järjestikune ühendamine.

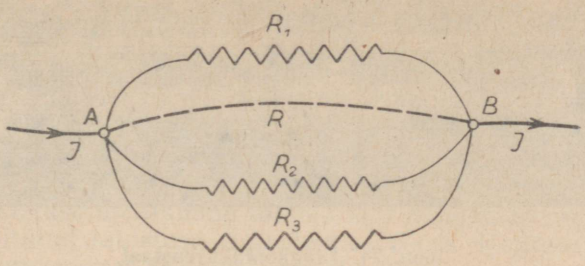
$$IR = IR_1 + IR_2, \text{ millest}$$
$$R = R_1 + R_2,$$

s. o. järjestikuselt ühendatud juhtmete takistus võrdub kõigi üksikjuhtmete takistuste summaga.

Takistite paralleelsel ühendamisel lülitakse kõigi takistite (R_1, R_2, R_3) vastavad otsad omavahel (joon. 73).

Kogutakistuse R määramiseks kasutame Ohmi seadust ja Kirchhoffi I seadust. Olgu hargnemispunktide A ja B vaheline pinge U ja voolutugevused üksikutes harudes I_1, I_2 ... siis

$$I_1 = \frac{U}{R_1}, \qquad I_2 = \frac{U}{R_2}, \qquad I_3 = \frac{U}{R_3}.$$



Joon. 73. Takistite paralleelne ühendamine.

Liites need võrdused saame:

$$I_1 + I_2 + I_3 = U\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}\right). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Kirchhoffi I seaduse järgi kogu voolutugevus $I = I_1 + I_2 + I_3$. Ohmi seadust rakendades aga kogu voolutugevus I väljendub pinge U ja kogutakistuse R jagatisena, s. o. $I = \frac{U}{R}$. Asetades need väärtused valemisse (1) saame:

$$\frac{U}{R} = U\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}\right), \text{ millest}$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Üldjuhul võime eelmise seose üles kirjutada nõnda:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \ldots + \frac{1}{R_n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

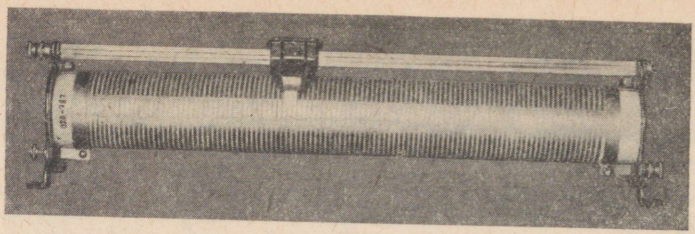
Siit võime arvutada otsitava takistuse R, kui kõigi rööbiti lülitud juhtmete takistused R_1, R_2 ... on antud.

Olgu näiteks lülitud rööbiti takistused $R_1 = 2\Omega$, $R_2 = 3\Omega$ ja $R_3 = 4\Omega$. Selle süsteemi kogutakistuse R leidmiseks on kasutada võrrand:

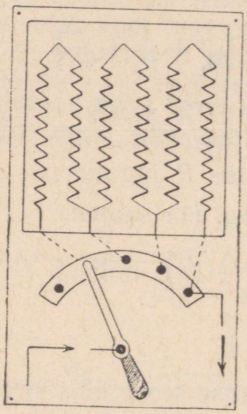
$$\frac{1}{R} = \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{4} \text{ ehk } \frac{1}{R} = \frac{13}{12}, \text{ millest}$$

$R = \frac{12}{13}\ \Omega$. Nagu siit nähtub, on paralleelselt ühendatud juhtmete kogutakistus väiksem iga üksiku juhtme takistusest.

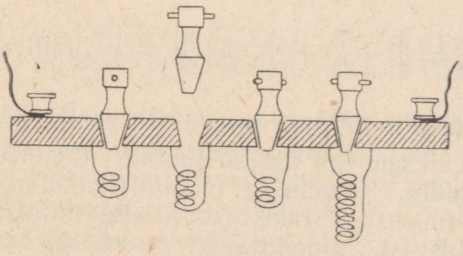
48. Reostaadid. Katsete ja mõõtmiste korraldamisel on vaja mitmesuguse suurusega takistusi. Riistu, mille abil saab muuta vooluringi takistust, nimetatakse reostaatideks. Neid on mitut tüüpi: liugkontakt-reostaat (joon. 74), vänt-reostaat (joon. 75) ja takistuskast ehk -magasin (joon. 76).



Joon. 74. Liugkontakt-reostaat.



Joon. 75. Vänt-
reostaat.



Joon. 76. Takistuskasti skeem.

Liugkontakt- ehk rullreostaat koosneb pikast ühtlasest takistustraadist, mis on keritud isoleeritud rullile. Liugkontakti edasitagasi nihutamisega on võimalik lülida vooluringi vajaduse järgi kas kõik või ainult osa sellest takistusest.

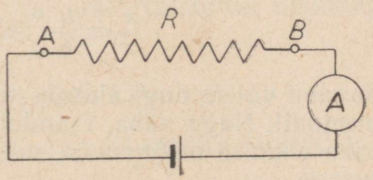
Väntreostaat koosneb üksikutest takistustest, millede suurused on teada ja mida võib vooluringi lülida kas üksikult või mitmekaupa. Takistuse muutumine toimub siin hüppeliselt, iga uue vooluringi lülitatud takistuse suurenemise võrra. Rullreostaadid võimaldavad pidevamat takistuste muutmist.

Takistustekast ehk -magasin koosneb üksikutest sellekohasesse kasti monteeritud takistitest, millede otsad on joodetud vaskplaatide külge (joon. 76). Viimaseid on võimalik omavahel ühendada vastavate pistikute abil. Kui pistik on väljas, siis peab vool läbima takisti, on aga pistik sees, siis on takisti praktiliselt välja lülitatud, sest vaskplaadi takistus on sedavõrd väike, et võime selle tegelikult nulliks lugeda. Sedaviisi pistikutega kombineerides võime lülida takistuskastist vajaduse järgi kas suuremat või väiksemat takistust.

49. Takistuse määramine. Juhtme takistust saame määrata arvutamise teel, asendus- ja nn. silla meetodil.

a) Kui juhtme aine eritakistus (ϱ) on teada, samuti juhtme pikkus (l) ja ristlõige (S), siis saame nende andmete abil arvutada juhtme takistuse valemist

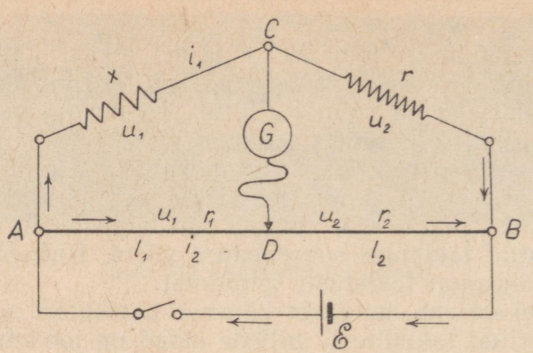
$$R = \varrho \frac{l}{S}.$$



Joon. 77. Takistuse mõõtmise skeem asendusmeetodil.

b) Asendusmeetodil toimub takistuse mõõtmine järgmiselt. Lülime mõõdetava takistuse R jääva pingega vooluringi ja määrame voolutugevuse I (joon. 77). Nüüd lülime mõõdetava takistuse R välja ja asendame selle reostaadi abil nii suure tuntud takistusega, et voolutugevus I võrduks endisega. Siis vooluringi lülitud tuntud takistuse suurus võrdub otsitava takistusega R, sest pinge ja voolutugevus on endised.

c) Takistuse mõõtmine nn. Wheatstone'i silla (loe: uitstouni) meetodil seisneb järgmises (joon. 78). Vooluallikast E tulev vool jaguneb punktis A kaheks haruks: ACB ja ADB. Olgu voolutugevused neis harudes vastavalt i_1 ja i_2. Esimene haru (ACB) koosneb mõõdetavast takistusest x ja mõnest tuntud takistusest r, teise haru (ADB) moodustab aga ühtlane traat AB. Mõlemad harud on ühendatud «sillaga» CD, millesse on lülitud tundlik galvanomeeter (G). Kui silla liikuv ots D on sellises asendis, et galvanomeeter voolu ei näita, siis on punktide C ja D potentsiaalid võrdsed ning AC ja AD vahelised pinged samuti võrdsed. Järelikult



Joon. 78. Wheatstone'i silla skeem.

$$u_1 = i_1 x = i_2 r_1 \text{ ja } u_2 = i_1 r = i_2 r_2.$$

Siit saame jagamise teel

$$\frac{i_1 x}{i_1 r} = \frac{i_2 r_1}{i_2 r_2}, \text{ millest } \frac{x}{r} = \frac{r_1}{r_2}.$$

Et homogeense traadi takistus on võrdeline tema pikkusega, siis $\frac{1}{r_2} = \frac{l_1}{l_2}$, ning asendades saame

$$\frac{x}{r} = \frac{l_1}{l_2}, \text{ millest } x = r\frac{l_1}{l_2}.$$

Saadud valem ongi aluseks takistuse mõõtmisel Wheatstone'i silla meetodil. Nagu näha, taandub siin tundmatu takistuse määramine kahe pikkuse mõõtmisele, mida on võimalik teha väga suure täpsusega.

Elektrivoolu töö ja võimsus

50. Elektrivoolu töö ja võimsus. Elektrivälja potentsiaali definitsioonist (§ 15) teame, et laengu q viimisel punktist M punkti N, mille potentsiaalide vahe ehk pinge $U = U_1 - U_2$, tehtud töö

$$A = qU. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

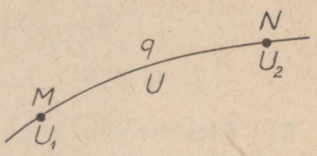
See töö A avaldub ergides, kui q on väljendatud lü-des ja U pü-des, ning džaulides, kui q on väljendatud kulonites ja U voltides.

Kui voolutugevus I on mõõdetud amprites, siis voolab ühes sekundis läbi juhtme ristlõike I kulonit. Seega ühes sekundis tehtud elektrivoolu töö ehk võimsus N pinge puhul U volti

$$N = IU. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Et siin töö on väljendatud džaulides, siis saame võimsuse N vattides. Tähendab, voolu võimsus (vattides) võrdub voolutugevuse (amprites) ja pinge (voltides) korrutisega:

N vatti $= U$ volti $\cdot I$ amprit ja
1 vatt $=$ 1 volt $\cdot$ 1 amper.



Joon. 79. Elektrivoolu töö selgituseks.

Kui tahame teada elektrivoolu poolt tehtud kogu tööd, tuleb võimsus korrutada ajaga (sekundites).

Järelikult t s jooksul tehtud voolu töö

$$A = IUt \text{ džauli.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Ohmi seaduse järgi $I = \frac{U}{R}$ ja $U = IR$. Asendades need I ja U väärtused valemisse (3), saame voolu töö jaoks endisele lisaks veel valemid

$$A = \frac{U^2}{R} t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

$$A = I^2Rt. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Et voolu töö väljendub hõlpsasti võimsuse ja aja abil, siis mõõdetaksegi seda sageli võimsusest ja ajast tuletatud ühikutega. Need on

1 vatt-sekund (Ws) $=$ 1 vatt $\cdot$ 1 s $=$ 1 J

1 vatt-tund (Wh) $=$ 1 vatt $\cdot$ tund $=$ 1 vatt $\cdot$ 3600 s $=$ 3600 J

1 kilovatt-tund (kWh) $=$ 1000 vatti $\cdot$ 1 tund $=$ 1000 W $\cdot$ 3600 s $=$ $3{,}6 \cdot 10^6$ J $=$ 367 200 kGm.

Näide 1. Kui palju energiat vajab 40-vatine hõõglamp 30 päeva jooksul, kui ta põleb keskmiselt 8 tundi päevas?

Vajaliku energia (W) väljendamiseks kWh-des tuleb võimsus kW-des korrutada ajaga tundides. Seega

$$W = 0{,}04 \cdot (30 \cdot 8) = 9{,}6 \text{ kWh.}$$

Näide 2. Elektrimootorit läbib vool tugevusega 3,5 A ja pingega 380 V. Arvutada 20 min. jooksul voolu poolt tehtud töö.

$$A = IUt = 3{,}5 \cdot 380 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{20}{60} = 1{,}33 \cdot \frac{1}{3} = 0{,}44 \text{ kWh.}$$

Näide 3. Hõõglamp takistusega 800 oomi on lülitud voolu-

ringi pingega 220 volti. Milline on selle lambi võimsus vattides ja kui palju vajab ta 10 min. jooksul energiat džaulides?

$$N = \frac{U^2}{R} = \frac{220^2}{800} = \frac{22 \cdot 22}{8} = 60{,}5 \text{ W}.$$

$$W = N \cdot t = 60{,}5 \cdot 10 \cdot 60 = 36\,300 \text{ J}.$$

51. Elektrivoolu soojus. Joule'i-Lenzi seadus. Eelmises §-s tuletatud voolu töö valemid (3—5) väljendavad tööd džaulides, kui voolutugevus on antud amprites, pinge voltides, takistus oomides ja aeg sekundites. Kui tahame saadud tööd väljendada kalorites, tuleb kasutada vastavat üleminekukoefitsienti 0,24, sest 1 džaul on ekvivalentne 0,24 cal-ga. Järelikult voolu töö kalorites ehk voolu soojus

$$Q = 0{,}24\ IUt = 0{,}24\ \frac{U^2}{R}\ t = 0{,}24\ I^2Rt \text{ cal}.$$

Need valemid väljendavad Joule'i-Lenzi seadust ning nad määravad juhtmes eraldunud soojushulga juhul, kui juht ei liigu magnetiväljas ning temas ei toimu keemilisi protsesse. Eraldunud soojust nimetatakse ka džaulisoojuseks.

1841. a. leidis inglane Joule (loe: džaul) esimesena katseliselt voolusoojuse olenevuse voolutugevusest, takistusest ja ajast. Täiesti iseseisvalt, kuid pisut hiljem (1842) jõudis samadele tulemustele ka vene akadeemik Lenz. Seepärast kannabki voolusoojuse kohta käiv seadus Joule'i-Lenzi seaduse nime.

Heinrich Friedrich Emil Lenz sündis Tartus 24. veebr. 1804. a. ja õppis Tartu ülikoolis. Veel enne ülikooli lõpetamist võttis ta füüsikuna osa Kotzebue ümbermaailma ekspeditsioonist (1823—1826). A. 1828 siirdus Lenz Peterburi Teaduste Akadeemia teenistusse, algul adjunktina, alates 1834. a. korralise akadeemikuna. Ühtlasi töötas Lenz füüsikaprofessorina Peterburi ülikoolis, olles ka pikemat aega füüsika-matemaatikateaduskonna dekaaniks ja alates 1863. a. rektoriks. Lenz suri 10. veebr. 1865.

Näide 1. Kui palju soojust eraldub hõõglambis võimsusega 40 W 8 tunni jooksul, kui selle lambi kasutegur on 2%?

Valguskiirguseks muutus 2%, järelikult soojuskiirguseks 98%. Seega eraldunud soojushulk

$$Q = 0{,}98 \cdot 0{,}24 \cdot 40 \cdot 8 \cdot 60 \cdot 60 = 271\,000 \text{ cal}.$$

Näide 2. Elektripliidi küttekeha (spiraali) takistus on 70 oomi. Mitme minutiga saab selle pliidiga 1,5 l vett keema ajada, kui pinge on 220 V, kasutegur 80% ja vee algtemperatuur 20° C?

Vajalik soojushulk peab võrduma küttekehas eraldunud voolusoojusega. Seega

$$\frac{1{,}5 \cdot 1000 \cdot 80 \cdot 100}{80} = 0{,}24 \cdot \frac{220^2}{70} \cdot 60\ t,$$

millest $t \approx 15$ min.



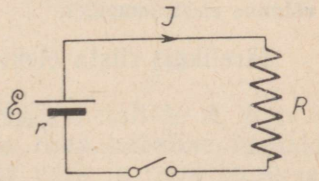
Heinrich Friedrich Emil Lenz

52. Voolusoojuse kasutamine. Voolusoojust rakendatakse laialdaselt igapäevases elus kui ka tehnikas, näiteks valgustamiseks (hõõglamp, Lodõgini leiutis), soojendamiseks (elektriahjud, -triikrauad, -keetjad, -inkubaatorid, -soojenduspadjad jm.), mõõteriistade ehitamisel (termilised ampermeetrid). Kõigi nende rakenduste puhul on oluline vajaliku võimsuse saamine küttekehas, samuti selle töötamine võimalikult maksimaalse kasuteguriga.

Skemaatiliselt võime voolusoojuse kasutamist kujutada joonisel 80 antud skeemi alusel. Vooluring koosneb küttekehast takistusega R ja vooluallikast elektromotoorse jõuga E. Olgu vooluringi sisetakistus — s. o. kogu takistus väljaspool küttekeha, vooluallikas (generaator, galvaani element) kaasa arvatud — r ja voolutugevus I. Siis Ohmi seaduse põhjal

$$I = \frac{E}{R+r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Sellest valemist nähtub, et voolutugevus I on maksimaalne, kui küttekeha takistus (välistakistus) $R = 0$, sest E ja r on konstantsed. Sel juhul tekib nn. lühiühendus, millest pole aga



Joon. 80. Voolusoojuse kasutamise skeem.

kasu, sest siis puudub kasulik võimsus, mis peab küttekehas esinema.

Tähistame vooluringi koguvõimsuse $N_{üld.}$ ja küttekehas esineva võimsuse, s. o. kasuliku võimsuse $N_{kas.}$ abil. Siis §-s 50 antud seoste põhjal

$$N_{kas.} = I^2R \text{ ja} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$
$$N_{üld.} = I^2(R + r). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$



Aleksander Nikolajevitš Lodõgin

Aleksander Nikolajevitš Lodõgin (1847—1923) kuulub 19. sajandi suurimate vene elektrotehnikute hulka.

Lodõgini kustumatuks teeneks jääb elektrivalgustuse esmakordne praktiline rakendamine (tänava valgustamine Peterburis, 1873. a.) ja hõõgniidi tarvituselevõtmine elektrilampides.

Järelikult riista elektriline kasutegur

$$\eta = \frac{N_{kas.}}{N_{üld.}} = \frac{R}{R+r} = \frac{1}{1+\frac{r}{R}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Valemist (4) nähtub, et riista elektriline kasutegur η on seda suurem, mida suurem on küttekeha takistus (R) võrreldes sisetakistusega (r).

Ümberpöördud juhul, kui küttekeha takistus (R) võrreldes sisetakistusega (r) on väike, siis suhe $\frac{r}{R}$, samuti ka $1+\frac{r}{R}$ muutub suureks, elektriline kasutegur η aga väikeseks. Piirväärtuses, kui $R \to 0$ (lühiühendus), ligineb nullile ka riista elektriline kasutegur, kogu energia eraldub vooluringi siseosas ning võib muutuda sellele koguni ohtlikuks (juhtmed kuumenevad üle lubatud määra, generaatorit läbib liiga tugev vool).

Kontaktpinge ja termoelekter

53. Kontaktpinge. Elektrielemendi leiutaja Alessandro Volta avastas, et kahe metalli kokkupuutesse viimisel tekib nende vahel harilikult teatud potentsiaalide vahe ehk pinge. See nn. kontaktpinge oleneb metallidest ja nende temperatuurist. Näiteks raua ja vase kontaktpinge 20° C puhul on 0,15 volti, kusjuures raud on laetud positiivselt, vask negatiivselt.

Kontaktpinge tekkimist seletame järgmiselt. Metallis on suurel hulgal vabu elektrone, mis võivad liikuda kogu metallitüki ulatuses. Elektrongaasi tihedus — järelikult ka rõhk — on eri metallides erinev. Sellest tingituna hakkavad elektronid kahe metalli kokkupuutekohtadel difundeeruma suurema elektrongaasi tihedusega metallist vähema tihedusega metalli, mis kestab seni, kuni mõlemas metallis elektronide tihedused ühtlustuvad. Elektronide arvu muutus mõnes kehas, võrreldes tasakaalu-olekuga, annab sellele laengu: elektronide vähenemise korral — positiivse, suurenemise korral — negatiivse, millest ongi tingitud metallide kokkupuutel esinev kontaktpinge.

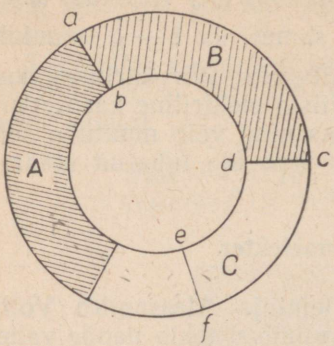
Metallide kontaktpinge oleneb ainult metallide liigist ja temperatuurist, mitte aga nende massist, kokkupuutuvate pindade kujust või suurusest. Seejuures ei olene kontaktpinge ka neile metallidele väljastpoolt antud potentsiaalist, sest elektronide liikumine ühest metallist teise sõltub ainult nende metallide elektrongaaside rõhust.

54. Volta seadus. A. Volta näitas katseliselt, et kahe metalli vahel esinev kontaktpinge ei olene sellest, kas need metallid puutuvad kokku vahetult või mõnede teiste metallide vahendusel (Volta I seadus). Skemaatiliselt võime seda märkida järgmiselt:

$$A/B + B/C = A/C, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus A/B, B/C ja A/C tähistavad vastavalt metallide A, B ja C vahelisi kontaktpingeid. Näiteks vase ja raua vaheline kontaktpinge jääb samaks ega sõltu sellest, kas vask ja raud puutuvad kokku otseselt või on nad ühendatud mõne kolmanda metalli — näiteks alumiiniumi abil.

Joonisel 81 on kujutatud kolmest metallist A, B ja C koosnev



Joon. 81. Metallidest *A*, *B* ja *C* koosnev kinnine ahel.

kinnine ring. Kui avada see ring mööda joont *ab*, siis on avatud vooluringi pinge ikkagi *A*/*B*, kuigi metallide *A* ja *B* vahel on kolmas metall *C*. Sama tulemuse saame kontaktpinge *B*/*C* suhtes vooluringi avamisel mööda joont *cd* jne.

Et kontaktpinge *A* ja *C* vahel on võrdvastupidine kontaktpingega *C* ja *A* vahel, s. o.

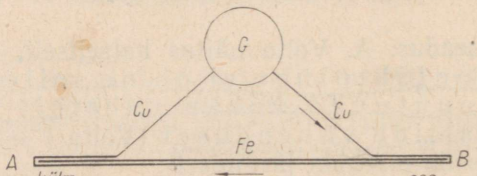
$$A/C = -C/A,$$

võime seose (1) ümber kirjutada järgmiselt:

$$A/B + B/C + C/A = 0. \qquad (2)$$

Jääval temperatuuril eri metallidest koosneva kinnise vooluahela kontaktpingete summa on null, järelikult selline vooluahel ei saa olla vooluallikaks. Näiteks vooluahela lahtilõikamisel mööda joont *ef* (joon. 81) lõpevad ahela mõlemad otsad sama metalliga ja nende otstevaheline pinge on null. Kui aga mõnes neist juhtidest, näiteks *C*, toimuvad keemilised protsessid (elektrolüüs), siis selle vooluahela kohta pole Volta seadus enam kehtiv ja ta võib olla vooluallikaks (galvaani element).

55. Termopinge. Kontaktpinge nähtusi uurides avastas T. J. Seebeck[1] (1821. a.), et kui kahest erinevast metalljuhtmest koosnevas kinnises vooluahelas ahela jootekohtade temperatuurid on erinevad, siis tekib ahelas elektrivool. See nähtus on tuntud termoelektrilise efektina ning teda on lihtne demonstree-



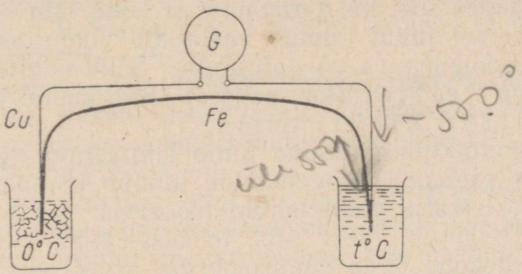
Joon. 82. Termovoolu tekkimine.

rida joonisel 82 kujutatud katse abil. Siin on vask- (Cu) ja raudtraat (Fe) otstes *A* ja *B* kokku joodetud. Kui näiteks tikutulega soojendada üht jootekohta (*B*), teist (*A*) aga mitte, siis tekib soo-

[1] Thomas Johann Seebeck, sünd. Tallinnas 1770. a., Teaduste Akadeemia liige Berliinis alates a. 1818, surnud 1831. a.

jenduskohas elektrivool vasest rauda, mida võime järeldada galvanomeetri *G* osuti kõrvalekaldumisest.

Jootekoha soojendamisest tekkinud elektrivool kannab termovoolu ja teda esilekutsuv pinge termopinge nime. Termopinge oleneb kontakti viidud juhtmete ainest ja jootekohtade temperatuuride vahest. Selle küsimuse katseliseks selgitamiseks lülime vooluringi tundliku galvanomeetri (joon. 83), hoiame ühe joote-



Joon. 83. Termoelemendi kalibreerimine.

koha näiteks 0° C juures, teist aga soojendame. Samaaegselt registreerime termomeetri ja galvanomeetri lugemid. Selgub, et näiteks vase ja raua puhul termopinge suureneb soojenduskoha temperatuuri tõustes 0° C kuni 275° C. Edasisel temperatuuri tõusmisel hakkab termopinge vähenema ja muutub nulliks 550° C juures. Sellest veel kõrgema temperatuuri juures muutub termopinge vastupidiseks, s. o. termovool on soojenduskohas suunatud rauast vaske. Kitsamas temperatuuride vahemikus on termopinge muutused võrdelised temperatuuri muutustega. Seejuures tuleb silmas pidada, et eri metallide paarid, nn. termopaarid, annavad hoopis erinevad seosed temperatuuri ja termopinge vahel.

Üldiselt on termopinged suhteliselt väikesed, näiteks Cu—Fe puhul 14 mikrovolti jootekohtade temperatuuri vahe muutumisel 1° C võrra. Sellest hoolimata võivad termovoolud olla küllaltki tugevad, sest metalljuhtmete takistus on väike.

Jootekohtade temperatuuride vahe puhul 1° C annavad suuremaid termopingeid järgnevad termopaarid:

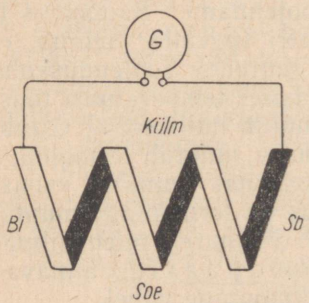
Termopaarid	Termopinge μV-des, kui temp. vahe on 1° C	Temperatuurivahemik
Vask ja konstantaan	53	0°—500° C
Konstantaan ja raud	55	0°—900°
Antimon ja vismut	116	0°—170°
Plaatina ja plaatina-roodium	10	0°—1500°
Kromel ja alumel	43	0°—1300°

Praktikas on oluline, et nii termopinge kui ka temperatuurivahemik, kus see termopinge esineb, oleksid võimalikult suured. Samuti on tähtis, et termopinge muutumine selles vahemikus toimuks lineaarselt.

56. Peltier' efekt. Seebecki efekti puhul toimub jootekohtades soojusenergia muundumine elektrienergiaks. Mis toimub aga jootekohtades siis, kui termopaarist lasta läbi elektrivoolu? Katse näitab, et sel juhul toimub vastavalt voolu suunale kas jootekohtade soojenemine või jahtumine. Selle nähtuse avastas Pariisi kellassepp P e l t i e r (loe: peltjee) 1834. aastal ja seetõttu kannab see P e l t i e r' e f e k t i nime.

Kui kontaktpinge suund ühtib läbilastava voolu suunaga, siis jootekoht soojeneb. Soojenemine toimub kontaktpinge mõjul tekkinud elektrivälja poolt tehtud töö arvel. Vastupidisel juhul aga jootekoht jahtub, sest siis tehakse tööd elektrivälja tungide vastu jootekoha enda soojusenergia arvel, mis kutsubki esile ta jahtumise.

57. Termoelemendid ja nende rakendusi. Ühe termopaari ehk termoelemendi pinge on väga väike, seetõttu on ka termovool nõrk. Termopinge suurendamiseks ühendatakse mitu termoelementi järjestikku nn. termopatareiks (joon. 84). Selle ühepoolsed jootekohad koondatakse võimalikult väikesele pinnale, hoides seejuures mõlemad pooled erinevatel temperatuuridel. Järjestikuse ühendamise tulemusena üksikutes termopaarides tekkinud pinged liituvad ja moodustavad patarei pinge.



Joon. 84. Termopatarei skeem.

Termoelement leiab laialdast rakendamist temperatuuride mõõtmisel. Selleks tuleb antud termoelement kalibreerida, s. o. määrata seos termovoolu ja jootekohtade temperatuuride vahel. (Lähemalt vt. Füüsika praktikum, töö nr. 86).

Temperatuuri mõõtmisel asetatakse termoelemendi üks jootekoht mõõdetavasse kohta, teine aga hoitakse mõnesugusel konstantsel temperatuuril, näiteks 0° C. Nüüd mõõdetakse tundliku galvanomeetriga seejuures tekkiv termovool, millest omakorda kalibreerimise andmeil leitakse otsitav temperatuur.

Termoelemendi kasutamisel temperatuuride mõõtmisel elavhõbetermomeetri asemel on rida eeliseid, millest tähtsamad on järgmised.

1) Väga suur tundlikkus, kuni 10^{-4} °C, mis on tingitud galvanomeetrite suurest tundlikkusest.

2) Ulatuslik mõõtepiirkond: vedela vesiniku temperatuurist (—259° C) kuni 2500° C.

3) Võimalus mõõta väga väikeste kehade, näit. putukate temperatuuri.

4) Kiire reageerimine ümbruse temperatuuri muutustele.

5) Võimalus mõõta temperatuuri eemalt, mis on väga tähtis tehnikas.

Kõik need omadused teevad termoelemendi äärmiselt väärtuslikuks vahendiks temperatuuride mõõtmisel teaduslikus uurimistöös, tehnikas ja ka põllumajanduses, näiteks taimede ja loomade temperatuuride mõõtmisel.

Üksikust termoelemendist veelgi tundlikumaks osutuvad termopatareid. Neid kasutatakse heade tulemustega kiirgusenergia mõõtmisel, näiteks energia jaotuse uurimisel Päikese ja tähtede spektris.

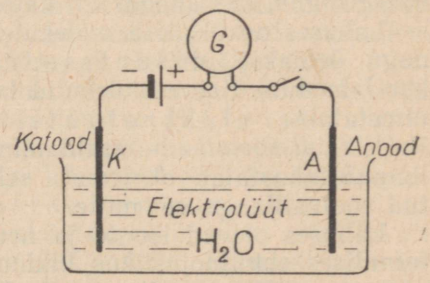
Viimasel ajal on hakatud ehitama pooljuhtidest termoelemente ja -patareisid. Kuna harilike termoelementide kasutegur on umbes 0,1%, ulatub pooljuhtidest termoelementide kasutegur kuni 10%-ni. See asjaolu võimaldab elektrienergia saamiseks kasutada näiteks harilikku petrooleumilampi. Patarei üks ots asetatakse lambiklaasi ülemise otsa lähedusse, kus temperatuur lambi põledes on suhteliselt kõrge, teine aga sellest eemale, tublisti madalama temperatuuri juurde. Sel viisil tekitatud pingest piisab näiteks raadioaparaatide ja valjuhääldajate töölerakendamiseks.

Elektrivool vedelikes

58. Vedelikkude juhtivus. Elektrolüüs. Kehad võivad juhtida elektrit kahel erineval viisil: nii nagu metallid — s. o. *metalliliselt* — ja nii nagu vedelikud — s. o. *elektrolüütiliselt*. Metallides, nagu nägime (§ 38), kujutab elektrivool metalljuhtmes olevate vabade elektronide (elektrongaasi) voolu, kuna juhtme aineosakesed, aatomid ja molekulid jäävad oma kohtadele. Elektronide vool toimub metalli ruumvõre ioonide vahel ega tekita juhtmes mingisuguseid keemilisi nähtusi. Metallilist juhtivust nimetatakse teisiti ka *elektroonseks* juhtivuseks. Peale puhaste metallide juhivad metalliliselt ka nende sulamid, grafiit ja rida pooljuhte (oksüüdid, sulfiidid).

Elektrolüütilisel juhtivusel kandub elekter edasi ioonidega, s. o. laetud aatomite või molekulidega. Seejuures on elektrivool alati seotud keemiliste protsessidega juhis.

Keemiliselt puhas vedelik juhib elektrit väga halvasti.



Joon. 85. Destilleeritud vesi ei juhi elektrit.

Seda võime katseliselt näidata destilleeritud vee abil (joon. 85). Moodustame kinnise vooluahela vooluallikast, anumast destilleeritud veega ja galvanomeetrist. Galvanomeeter näitab väga nõrka voolu ($\sim 10^{-4}$ A). Lisades aga vette pisut soola (näit. NaCl) või hapet (H_2SO_4), tõuseb voolutugevus kiiresti.

Lülides galvanomeetri asemele vooluringi hõõglambi, näeme, et puhta vee puhul lamp ei põle, lisades aga veele hapet, soola või alust, hakkab lamp heledasti põlema.

Kõik happe, soola või aluse lahused juhivad hästi elektrit ning neid nimetatakse elektrolüütideks (kr. k. *lysis* — lahus, *lytikòs* — lahustamiseks määratud). Elektrolüüti paigutatud juhtmed kannavad elektroodide — elektriteede nime (kr. k. *hodòs* — tee). Elektroodi, mis on ühendatud vooluallika positiivse poolusega, nimetatakse anoodiks (*A*), negatiivse poolusega ühendatud elektroodi — katoodiks (*K*). Järelikult elektrolüüdis on elektrivool suunatud anoodilt katoodile. Elektrolüüdist elektri läbivoolamisega seoses olevad nähtused kannavad elektrolüüsi nime. Et elektrilaengute edasikandumine elektrolüüdis toimub ioonide kaudu, siis nimetatakse elektrolüütilist juhtivust teisiti ka ioonseks juhtivuseks. Tuleb silmas pidada, et elektrivool gaasides kujutab tavalistes tingimustes samuti ioonide voolu, kuid siin ei ole see seotud keemiliste protsessidega (vt. ptk. VI).

59. Elektrolüütiline dissotsiatsioon. Elektri edasikandjaks elektrolüüdis on lahustunud aine ioonid. Näiteks NaCl laguneb vees lahustudes positiivse laenguga Na- ja negatiivse laenguga Cl-iooniks. Positiivset laengut kandvaid ioone nimetatakse katioonideks, s. o. katoodi poole rändajaiks (kr. k. *ion* — rändav), negatiivseid laenguid kandvaid ioone anioonideks, anoodi poole rändajaiks. Samuti laguneb H_2SO_4 vesiniku $2H^+$ katiooniks ja happejäägi SO_4^{--} aniooniks, $CuSO_4$ vesilahuses on katiooniks Cu^{++} ja aniooniks SO_4^{--}. Üldse osutuvad vesinik ja metall positiivselt laetud osaks ehk katiooniks, mis liigub elektrolüüdis katoodi poole. Ülejäänud osa molekulist kannab negatiivset laengut, on seega aniooniks ja liigub anoodi poole. Nagu näha, on anioon ja katioon nimetus tuletatud sellest, kuhupoole osake liigub, kas anoodi või katoodi poole.

Lahuses on üks osa molekule alati lagunenud ioonideks ehk, nagu öeldakse, dissotsieerunud olekus. Nähtust ennast, kus lahustunud aine molekulid lagunevad elektrolüüdis ioonideks, nimetatakse elektrolüütiliseks dissotsiatsiooniks (lad. k. *dissociatio* — eraldamine, lahutamine). Dissotsiatsioon toimub lahustajas olenemata sellest, kas elektroodid on ühendatud vooluallikaga või mitte.

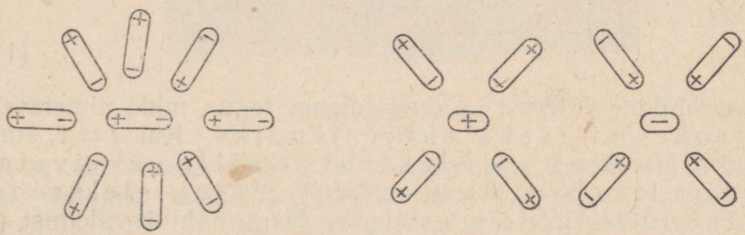
Lahuses olevad ioonid ja neutraalsed molekulid on alalises termilises ehk soojuslikus liikumises. Anioon ja katioon kokku põrkudes võivad nad uuesti ühineda neutraalseks molekuliks. Sel juhul toimub nn. molekuli rekombinatsioon ehk

molisatsioon, s. o. molekuliks ühinemine. Samuti toimub pidevalt ka uute ioonide tekkimine ehk dissotsiatsioon. Mõlemad nähtused — dissotsiatsioon ja rekombinatsioon (molisatsioon) on liikuvas tasakaalus, s. o. niipalju kui kaob ioone neutraalseteks molekulideks ühinemise tõttu, niisama palju tekib juurde uusi ioone molekulide lagunemise teel.

Ka lahustaja molekulid võivad laguneda ioonideks. Isegi täiesti puhastes vedelikkudes on alati teatav osa molekule dissotsieerunud. Nii näiteks on teatud arv vee molekule lagunenud positiivseteks H^+-ioonideks ja negatiivseteks OH^--ioonideks. Dissotsiatsiooni ja molisatsiooni protsessi märgitakse järgmiselt:

$$H_2SO_4 \underset{\text{Molisatsioon}}{\overset{\text{Dissotsiatsioon}}{\rightleftharpoons}} 2H^+ + SO_4^{--}$$

Dissotsieerumist ioonideks seletatakse järgmiselt. Vesi on hea lahustaja. Tema molekulid on võrdlemisi pikad dipoolid. Need orienteeruvad lahustunud aine, näiteks NaCl molekuli ümber (joon. 86, a) ja n. ö. rebivad ta tükkideks (b ja c). Seetõttu ongi lahuses osa molekule alati ioonide näol dissotsieerunud olekus.



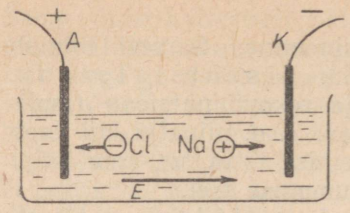
Joon. 86. Ioonide tekkimine lahuses.

Sama mõttekäigu abil võime seletada ka vee suurt elektrilist läbitavust ($\varepsilon = 81$), sest vees olevate laengute ümber koondunud dipoolide isenimelised laengud moodustavad vastassuunalise elektrivälja, mis nõrgendab antud laengu elektrivälja mõju.

Elektrijuhte, milles elektri liikumine toimub koos raskete aineosakestega — ioonide näol, nimetatakse II klassi juhtideks (hapete ja soolade lahused). Vastandina neile juhid, kus rasked aineosakesed jäävad elektri liikumisel oma kohtadele paigale, kannavad I klassi juhtide nime (metallid).

Esimeseks elektrolüütilise dissotsiatsiooni õpetuse rajajaks oli vene õpetlane Th. Grotthuss (1785—1822), lähemalt arendas seda edasi rootsi füüsik Svante Arrhenius (1859—1927).

60. Faraday I seadus. Ioonid liiguvad lahuses korrapäratult. Kui aga elektroodide laadimisega tekitada näiteks NaCl lahuses



Joon. 87. NaCl lahuse elektrolüüs.

elektriväli (joon. 87), siis hakkavad positiivsed Na^+-ioonid liikuma elektrivälja suunas katoodi ja negatiivsed Cl^--ioonid anoodi poole. Jõudnud katoodini, annavad katioonid ära oma positiivse laengu, mis ühineb katoodi negatiivse laenguga. Na^+-ioon aga muutub neutraalseks Na-aatomiks, mis astub keemilisse reaktsiooni veega. Samuti annab Cl^--anioon anoodile oma negatiivse laengu ja eraldub neutraalse kloorina.

Eelmisest elektrolüüsi protsessi käigust selgub, et iga iooni laengu edasiandmisel elektroodile vabaneb elektroodil ühe iooni aine. Mida rohkem elektrit kandub üle elektroodile, seda rohkem eraldub ka ainet. Järelikult elektrolüüdist elektrivoolu mõjul elektroodidel eraldunud ainehulk on võrdeline elektrolüüdist läbivoolanud elektrihulgaga. Selle korrapärasuse avastas M. Faraday[1] 1833. a. ja see kannab Faraday I seaduse nime.

Et voolutugevust (I) mõõdetakse ühes sekundis juhet läbinud elektrihulgaga, siis t sekundi jooksul läbib juhet It kulonit elektrit. Selle aja jooksul elektroodidel eraldunud ainehulk m väljendub valemiga

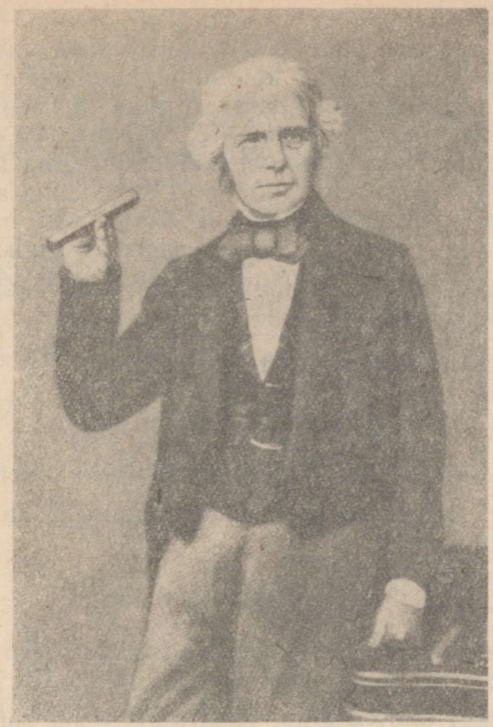
$$m = kIt, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus k on ühikute valikust ja ainest olenev tegur, mida nimetatakse elektrokeemiliseks ekvivalendiks. Kui $I = 1$ amper ja $t = 1$ s, siis $m = k$, s. o. elektrokeemiline ekvivalent arvuliselt võrdub 1 kuloni mõjul elektroodil eraldunud ioonide massiga. Nagu nähtub valemist (1), on elektrokeemilise ekvivalendi tähiseks massi ühiku tähis (g või mg), jagatud elektrihulga ühiku tähisega (kulon), seega $\frac{g}{C}$ või $\frac{mg}{C}$.

Näiteks ühevalentse hõbeda puhul on $k = 1{,}118\,\frac{mg}{C}$, kahevalentse vase puhul $0{,}3294\,\frac{mg}{C}$, ühevalentse vesiniku puhul $0{,}01044\,\frac{mg}{C}$ jne.

Valentsi all mõeldakse arvu, mis näitab, mitme vesinikuaatomiga võib antud aine aatom või ioon ühineda või mitu vesinikuaatomit ta võib antud ühendis asendada. Näiteks

[1] Michael Faraday (maikl färödi) (1791—1867) suurimaid 19. sajandi füüsikuid. Tõusis raamatuköitjast iseõppimise teel Londoni ülikooli keemiaprofessoriks ja Kuningliku Instituudi (Royal Institution) presidendiks. Teostas teedrajavaid uurimusi elektri-, magnetismi- ja valgusõpetuse alal.



Michael Faraday.

Cu-aatom ühendis $CuSO_4$ on kahevalentne, sest siin asendab ta kaht aatomit vesinikku (H_2SO_4), samuti on kahevalentne ka SO_4. Ühendis CuCl on Cu ühevalentne, sest siin asendab ta ainult ühte aatomit vesinikku (HCl) jne. Arvestades valentsi, võib sama aine elektrokeemiline ekvivalent omada erinevaid väärtusi. Kui kahevalentse Cu-aatomi puhul $k = 0{,}3294 \frac{mg}{C}$, siis ühevalentse Cu-aatomi puhul $k = 0{,}6588 \frac{mg}{C}$ jne.

Et elektrolüüsil eraldunud ainehulka ning samuti voolu kestust on võimalik mõõta suure täpsusega, siis on arusaadav, miks on nn. rahvusvaheline voolutugevuse ühik amper defineeritud elektrolüüsi põhjal. Selle järgi elektrivool tugevusega 1 amper on niisugune jäätva tugevusega vool, mis 1 sekundis eraldab hõbenitraadi vesilahusest 1,11815 mg hõbedat.

61. Faraday II seadus. Faraday konstant. Faraday I seadusest teame, et q kulonit elektrit eraldab hõbedasoola lahusest $m = 1{,}118\ q$ mg hõbedat. Seejuures üks elementaarlaeng viib katoodile ühe aatomi hõbedat.

Kui hõbeda asemel võtame mõne teise aine, näiteks $CuSO_4$ lahuse, siis on Cu-aatomite katoodile kandumise mehhanism sama. Erinevus seisneb vaid selles, et nüüd ühe Cu aatomi viimiseks katoodile kulub 2 elementaarlaengut. Järelikult q kulonit elektrit kannab katoodile sama hulga hõbeda aatomeid, kui $2q$ kulonit vase aatomeid. Et mõlema aine aatomite hulk on sama, siis eraldunud Ag ja Cu hulgad on võrdelised nende aatomkaalude suhtega.

Olgu üldjuhul mistahes elemendi aatomkaal A ja valents antud ühendis Z, siis saame:

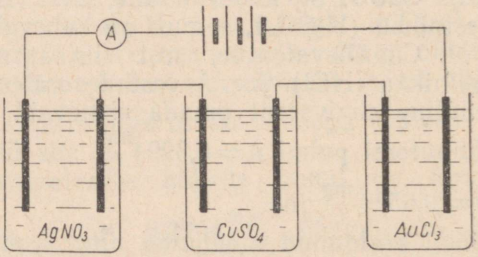
Zq kulonit eraldab $m = 1{,}118 \cdot \frac{A}{107{,}9} \cdot q$ mg,

q „ „ $m = \frac{1{,}118}{107{,}9} \cdot \frac{A}{Z} \cdot q$ mg ainet.

Et $\frac{1{,}118}{107{,}9} = 0{,}01036$, siis üldjuhul mistahes elemendi puhul aatomkaaluga A ja valentsiga Z elektrolüüdist q kuloni läbimisel eraldunud ainehulk

$$m = 0{,}01036 \cdot \frac{A}{Z} \cdot q \text{ mg.} \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Elemendi aatomkaalu ja valentsi jagatist $\left(\frac{A}{Z}\right)$ nimetatakse selle elemendi keemiliseks ekvivalendiks. Valemist (1) nähtub, et kui läbivoolanud elektrihulk q on konstantne, siis eraldunud ainehulk m oleneb ainult selle aine keemilisest ekvivalendist $\frac{A}{Z}$ ja on sellega võrdeline.



Joon. 88. Igast elektrolüüdist voolab läbi sama hulk elektrit.

Selles seisnebki Faraday II seadus, nimelt: sama elektrihulga toimel eraldunud ainehulgad on võrdelised nende ainete keemiliste ekvivalentidega antud ühendites.

Joonisel 88 on kujutatud kolm järjestikku ühendatud elektrolüüti, milleks on $AgNO_3$, $CuSO_4$ ja $AuCl_3$ lahused. Neis lahustes

on hõbe ühevalentne, vask kahe- ja kuld kolmevalentne. Järelikult vastavad keemilised ekvivalendid on: hõbedal $\frac{108}{1} = 108$, vasel $\frac{63{,}6}{2} = 31{,}8$, kullal $\frac{197}{3} = 65{,}7$. Sama elektrihulga läbimisel neist elektrolüüdidest eraldub 108 osa hõbedat, 31,8 osa vaske ja 65,7 osa kulda.

Keemilise ekvivalendiga $\left(\frac{A}{Z}\right)$ arvuliselt võrdset ainehulka grammides nimetatakse selle aine g r a m m - e k v i v a l e n d i k s ja seda kasutatakse ainehulga mõõduna. Valemist (1) on lihtne arvutada kulonite arv, mis läheb vaja aine ühe gramm-ekvivalendi $\left(\frac{A}{Z}\right)$ eraldamiseks elektrolüüsil. Sel juhul eraldunud ainehulk $m = \frac{A}{Z} \cdot 10^3$ milligrammi ja valemi (1) alusel

$$\frac{A}{Z} \cdot 10^3 = 0{,}01036 \frac{A}{Z} \cdot q,$$

millest

$$q = \frac{10^3}{0{,}01036} \approx 96500 \text{ kulonit.}$$

Näeme, et ühe gramm-ekvivalendi mistahes aine eraldamiseks elektrolüüsil kulub sama hulk elektrit ja nimelt ümmarguselt 96 500 kulonit. Seda arvu nimetatakse F a r a d a y arvuks ehk k o n s t a n d i k s (F); ta ei olene ainest ega ka teistest välistest tingimustest.

Faraday arvuga võrdset kulonite hulka (96 500 kulonit) kasutatakse ka elektrihulga mõõtühikuna ja nimetatakse f a r a d i k s.

62. Elementaarlaengu määramine. Elementaarlaengu all mõeldakse elektroni laengut. Seda on lihtne määrata, lähtudes mõne aine elektrokeemilisest ekvivalendist. Näiteks hõbeda puhul on see $1{,}118 \frac{\text{mg}}{\text{C}}$. See tähendab, et 1 kuloni ehk $3 \cdot 10^9$ lü läbimisel eraldub hõbedasoola lahusest katoodile 1,118 mg hõbedat. Et hõbe on ühevalentne ja ta molekulid koosnevad ühest aatomist, siis iga hõbeda aatom kannab endaga ühte elementaarlaengut. Olgu elementaarlaengu suurus e lü ja 1,118 mg hõbedas n aatomit. Siis saame võrrandi

$$ne = 3 \cdot 10^9, \text{ millest } e = \frac{3 \cdot 10^9}{n}. \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Selle võrrandi lahendamiseks e suhtes on vaja teada aatomite arvu n. Viimase leiame, lähtudes mooli mõistest. M i s t a h e s a i n e 1 m o o l s i s a l d a b $N = 6{,}02 \cdot 10^{23}$ o s a k e s t (Avogadro arv). Et hõbeda molekul koosneb ühest aatomist, siis on mool ja grammaatom hõbedat võrdsed — 108 g. Järelikult:

N osakest on $108 \cdot 10^3$ mg
n „ „ 1,118 „

Siit

$$\frac{N}{n} = \frac{108 \cdot 10^3}{1{,}118}, \text{ millest}$$

$$n = \frac{N \cdot 1{,}118}{108 \cdot 10^3}.$$

Asetades leitud n väärtuse valemisse (1), saame:

$$e = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 108 \cdot 10^3}{6{,}02 \cdot 10^{23} \cdot 1{,}118} = 4{,}8 \cdot 10^{-10} \text{ lü}.$$

Samale tulemusele jõuame ka lähtudes Faraday konstandist ehk arvust. Selle järgi ühe keemilise ekvivalendi mistahes aine eraldamiseks elektrolüüsil kulub 96 500 kulonit ehk $96\,500 \cdot 3 \cdot 10^9$ laenguühikut. Hõbe on ühevalentne, järelikult ta keemiline ekvivalent on 108. Arvuliselt sama suur on ka 1 mool ja 1 grammekvivalent hõbedat, mis sisaldab N (Avogadro arv) osakest. Iga osake kannab ühte elementaarlaengut e. Tähendab

$$N \cdot e = 96\,500 \cdot 3 \cdot 10^9, \text{ millest}$$

$$e = \frac{96\,500 \cdot 3 \cdot 10^9}{6{,}02 \cdot 10^{23}} = 4{,}8 \cdot 10^{-10} \text{ lü}.$$

Et $1 \text{ C} = 3 \cdot 10^9$ lü, siis

$$e = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ kulonit}.$$

N ä i d e. Mitu elektroni on ühes kulonis ja mitu ühes laenguühikus?

$1 : 1{,}6 \cdot 10^{-19} = 6{,}2 \cdot 10^{18}$ (elektroni kulonis);
$1 : 4{,}8 \cdot 10^{-10} = 2{,}1 \cdot 10^9$ (elektroni laenguühikus).

63. Ioonide liikumise kiirus ja liikuvus. Elektriväli levib juhtmes umbes valguse kiirusega, kuid tegelik elektrivoolu, s. o. elektronide liikumise kiirus on väga väike. Võrdluseks tuletame meelde, et vee rõhulaine veevärgi torustikus levib hääle kiirusega vees $\left(1450 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right)$, kuna vee enda liikumise kiirus torustikus on samuti suhteliselt väike.

Ioonide (elektronide) kiiruse arvutamiseks kasutame järgmist mõttekäiku. Elektrivoolu tugevuse all mõistame 1 sekundis elektroodideni jõudnud elektrihulka. Iga ioon kannab olenevalt valentsist kas üht, kaht või enamat elementaarlaengut. Kui ioonide liikumise kiirus on v ja juhtme ristlõike pindala S, siis ühe sekundi jooksul elektroodini jõudnud elektrihulk võrdub ruumalas Sv oleva samanimeliselt laetud ioonide elektrihulgaga. Tähistame ruumalas 1 cm^3 samanimeliselt laetud ioonide arvu, nn.

ioonide tiheduse, tähega n ja ühe iooni laengu tähega q, siis ruumalas Sv oleva samanimelise laengu suurus on $Svnq$.

Voolutugevuse leidmisel tuleb arvestada nii anioonide kui ka katioonide voolu, sest positiivsete laengute vool on üheväärne sama tugeva negatiivsete laengute vastassuunalise vooluga ning ümberpöördult. Tähistades anioonide ja katioonide kiirused vastavalt v_a ja v_k, saame voolutugevuse I jaoks valemi: $I = Sv_a \cdot nq + Sv_k \cdot nq = (v_a + v_k) \cdot Snq$. Siit

$$v_a + v_k = \frac{I}{Snq}.$$

Siin on I ja S otseselt määratavad, iooni laeng q võrdub elementaarlaengu ($1{,}6 \cdot 10^{-19}$ kulonit) ja vastava aine valentsi korrutisega, kuna ioonide arvu n määramiseks tuleb aga lähtuda Avogadro arvust $N = 6{,}023 \cdot 10^{23}$ ja lahuse kontsentratsioonist. Et iga molekul jaguneb aniooniks ja katiooniks, siis on mõlemaid lahuses ühepalju. Teades lahuse kontsentratsiooni, pole raske arvutada 1 cm^3 olevate samanimelist laengut kandvate ioonide arvu n.

Tuleb silmas pidada, et ioonide liikumine pole vaba liikumine kiirendusega, vaid liikumine lahuses kui takistavas keskkonnas. Seda liikumist võib võrrelda näiteks tolmu langemisega õhus või väikese kuulikese langemisega vedelikus, kus takistuse mõjul liikumine varsti ühtlaseks muutub. Niisamuti on ka ioonide liikumine elektrivälja mõjul esialgu ühtlaselt kiirenev, ümbruse takistuse mõjul muutub aga varsti ühtlaseks liikumiseks. Elektrivälja tungide poolt tehtud töö ei lähe enam ioonide kiiruse suurendamiseks, vaid ioone ümbritseva keskkonna takistuse ületamiseks, teiste sõnadega selle keskkonna kineetilise energia suurendamiseks (soojuseks).

Ioonide liikumise kiirus oleneb ka ioone liikuma paneva elektrivälja tugevusest ja on sellega võrdeline. Seepärast tuleb ioonide kiiruse arvutamisel arvestada väljatugevust, mille juures iooni kiirus on määratud. Harilikult antakse ioonide kiirused väljatugevuse kohta $1\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$. Need kiirused iseloomustavad nn. i o o n i d e l i i k u v u s t ning tähistatakse sümbolitega u_a (aniooni liikuvus) ja u_k (katiooni liikuvus). Et aniooni ja katiooni massid on erinevad, siis erinevad loomulikult ka nende kiirused, mis tekivad sama elektrivälja mõjul. Üldjuhul väljatugevuse E puhul väljenduvad v_a ja v_k järgmiselt:

$$v_a = u_a E \text{ ja } v_k = u_k E.$$

Järgnevalt esitame u väärtused mõnede ühevalentsete ainete jaoks $\frac{\text{cm}}{\text{s}}$-tes, kui elektrivälja tugevus on $1\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$: vesinik — 0,0033; kloor — 0,00068; kaalium — 0,00067; naatrium — 0,00045. Valentsi suurenemisega suureneb iooni laeng, järelikult ka ta liikumise kiirus.



Boriss Semjonovitš Jakobi

64. Elektrolüüsi rakendusi. Elektrolüüs leiab laialdast rakendamist tehnikas. Puhaste metallide, näiteks vase, alumiiniumi ja raua tootmine (metallide rafineerimine) toimub peamiselt elektrolüütilisel teel. Võttes näiteks anoodiks toorvase ja elektrolüüdiks vasksulfaadi, saame katoodil nn. elektrolüütvase, mis sisaldab ainult 0,1—0,2% teisi aineid. Analoogiliselt toodetakse ka puhast rauda ja alumiiniumi. Viimasel juhul on lähteaineks mineraal boksiit, mis sisaldab kuni 70% Al_2O_3.

Tsaari-Venemaal veeti alumiiniumi sisse välismaalt. Praegu töötavad Nõukogude Liidus suured alumiiniumitehased, mis rahuldavad sotsialistliku ülesehituse (eriti lennukiehituse) vajadusi.

Elektrolüüs leiab kasulikku rakendamist ka esemete katmisel metallikihiga (galvanosteegia), nagu nikeldamisel, kuldamisel, hõbetamisel, ja esemete kuju kopeerimisel (galvanoplastika). Viimasel juhul kasutatakse kopeeritavat eset katoodina, kusjuures ta eelnevalt kaetakse juhtiva kihiga, näiteks grafiiditolmuga.

Elektrolüüsil katoodil eraldunud metall annab antud esemest täpse koopia, õieti negatiivi, mida võime tarbe korral kasutada vastava positiivi valmistamiseks.

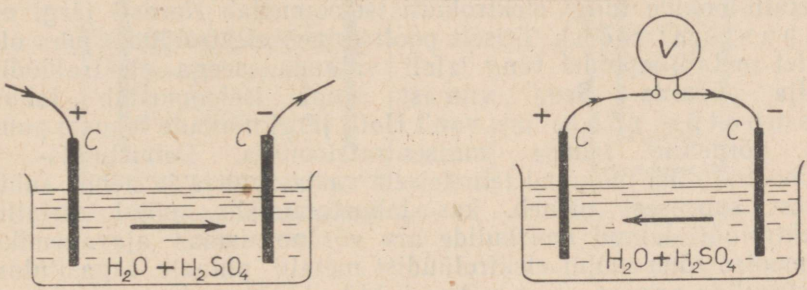
Galvanoplastika avastas vene akadeemik B. S. Jakobi aastal 1837.

Boriss Semjonovitš Jakobi (1801—1874). Vene Teaduste Akadeemia liige, on kuulus mitme põhjapaneva tööga elektri alal. Üldiselt tuntakse Jakobit galvanoplastika avastajana, ent väiksemad pole Jakobi teened ka esimese praktiliselt töötava elektrimootori ehitamisel (1837). Veel on Jakobi edukalt töötanud elektromagnetilise telegraafi täiendamise, elektromeetria ja metroloogia alal.

Aastail 1835—1837 töötas Jakobi Tartu Ülikoolis arhitektuuri professorina.

Polarisatsiooninähtused

65. Elektroodide polarisatsioon. Võtame elektrolüüdina H_2SO_4 vesilahuse, asetame sinna kaks söeelektroodi ja laseme lühikest aega voolu läbi vooluahela (joon. 89, vasakul). Pärast voolu kat-



Joon. 89. Söeelektroodide polarisatsioon.

kestamist kõrvaldame vooluringist vooluallika ja ühendame söeelektroodid omavahel välisjuhtmega (joon. 89, paremal). Sellesse vooluringi lülitud voltmeeter näitab, et söeelektroodide vahel on tekkinud pinge — polarisatsioonipinge — mille mõjul elektrolüüdis tekib vool, mis on vastupidine esialgsele.

Katsed näitavad, et polarisatsioonipinge esineb alati juhul, kui elektroodide ja elektrolüüdi kokkupuute pindkihid on mõlemal elektroodil erinevad. Eelmises katses tekkis erinevus sellest, et elektrolüüti läbiva voolu mõjul kattus katood vesinikukihiga ja anood hapnikukihiga. Samasuguse polarisatsioonipinge saame, kui me vesiniku- ja hapnikukihi saamiseks elektroodidel ei kasuta elektrivoolu, vaid lihtsalt n. ö. loputame üht elektroodi vesinikuga, teist hapnikuga. Samuti esineb polarisatsioonipinge juhul, kui samasse elektrolüüti asetame kaks erinevat metalli, näiteks vask- ja tsinkplaadi.

Polarisatsioonipinge mõjul vooluringi välisosas tekkinud vool — polarisatsiooni- ehk sekundaarvool — kestab võrdlemisi

lühikest aega ja ta suund elektrolüüdis on alati vastupidine teda põhjustavale esialgsele ehk primaarvoolule.

Elektroodidel toimuvaid muutusi, mis on vajalikud polarisatsioonivoolu saamiseks, nimetatakse elektroodide polarisatsiooniks, sealjuures elektroodidel ja elektrolüüdis toimuvaid nähtusi ühtekokku aga elektrolüütiliseks polarisatsiooniks. Elektrivool ise tekib elektrokeemiliste protsesside tulemusena keemilise energia arvel.

Elektroodide polarisatsiooninähtuse avastas Volta (1792), uurides Galvani poolt (1786) avastatud nähtusi konna reie tõmblemise kohta. Polarisatsioonipinge on ühelt poolt segavaks asjaoluks galvaani elementide kasutamisel, teiselt poolt aga leiab see kasulikku rakendamist nn. sekundaarelementides ehk akumulaatorites elektrivoolu saamiseks.

66. Nernsti teooria. Elektrolüütilise polarisatsiooni seletamiseks andis W. Nernst järgmise teooria. Metalli kokkupuutumisel elektrolüüdiga toimub analoogiline nähtus vedeliku aurumisele: metalli positiivsed ioonid tungivad metallist elektrolüüti. Seda metalli-ioonide tungi elektrolüüti iseloomustab Nernsti järgi nn. lahustumisrõhk. Teiselt poolt esineb elektrolüüdis juba olevatel metalli-ioonidel tung laiali valguda, seega elektrolüüdist välja pääseda. Seda viimast tungi iseloomustab lahuse osmootne rõhk, mis van't Hoffi järgi nõrkade lahuste puhul on võrdeline lahuse kontsentratsiooniga. Lahustumis- ja osmootne rõhk mõjuvad teineteisele vastassuunas ja nende suhtelisest suurusest oleneb, kas lahustumisrõhu mõjul metallist elektrolüüti läinud molekulide arv võrdub samas ajavahemikus osmootse rõhu mõjul elektrolüüdist metalli pinnale tagasitulnud molekulide arvuga — s. o. kas kehtib liikuv tasakaal või mitte.

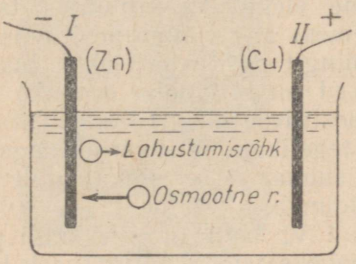
Metallimolekulid on elektrolüüdis positiivse laengu kandjad, järelikult metallist elektrolüüti läinud molekulid on positiivsed ioonid. Positiivse laengu lahkumise tõttu laadub metall negatiivselt ja seda tugevamini, mida rohkem metalliosakesi n. ö. lahustus vedelikus. Muidugi tekib vedelikus olevate positiivsete ioonide ja negatiivselt laetud metalli vahel elektriväli, mis omakorda kiirendab metalli-ioonide tagasiliikumist metalli pinnale ja liikuva tasakaalu olukorra tekkimist. Viimasega omandab ka metalli ja vedeliku vaheline pinge kindla väärtuse, mis oleneb metalli ja vedeliku ainest ning temperatuurist.

Metalli ja vedeliku kokkupuutel tekkinud pinge abil seletame polarisatsioonipinge tekkimist. Olgu näiteks samasse vedelikku asetatud kaks erinevast metallist plaati (joon. 90) — I ja II. Tähistame nende plaatide ja vedeliku vahelised pinged vastavalt U_1 ja U_2. Et erinevate metallide puhul need pinged on erinevad, siis saame plaatide II ja I vahel polarisatsioonipinge $U = U_2 - U_1$, mis ongi polarisatsioonivoolu tekkimise põhjuseks. Näiteks kui $U_1 = -1{,}34$ V ja $U_2 = -0{,}14$ V, siis $U =$

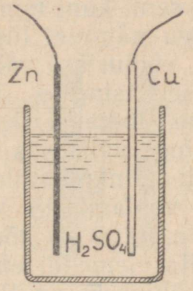
$= U_2 - U_1 = -0{,}14 - (-1{,}34) = 1{,}2$ V. Sel juhul oleks anoodiks plaat II ja katoodiks plaat I.

Eelmises §-s kirjeldatud katses söepulkadega eraldub polarisatsioonivoolu mõjul anoodil vesinik ja katoodil hapnik, kuna primaarvoolu mõjul neil elektroodidel olid eraldunud vastavalt hapnik ja vesinik. Järelikult polarisatsioonivoolu toimel erinevused söepulkade ja vedeliku kokkupuutepindadel järjest ühtlustuvad, seega kaob ka pikkamisi polarisatsioonivool.

Et võrrelda omavahel mitmesuguste ainete polarisatsioonipingeid, on rahvusvahelise kokkuleppe alusel elektrolüütilisel polarisatsioonil teiseks elektroodiks võetud alati nn. *vesiniku normaal-elektrood*.



Joon. 90. Polarisatsioonipinge tekkimise skeem.



Joon. 91. Volta element.

67. Galvaani elemendid. Elektrolüütiline polarisatsioon leiab ulatuslikku rakendamist praktikas mitmesuguste seadiste ehitamisel elektrivoolu saamiseks. Kõik need seadised võib jagada kahte rühma: *galvaani elemendid* ja *akud*. Galvaani elementides saadakse elektrienergiat otseselt neis elementides toimuvate elektrokeemiliste protsesside kaudu. Seetõttu nimetatakse galvaani elemente ka *primaarseteks elementideks*. Akudes aga muundub elektrienergia esiteks keemiliseks energiaks ja siis alles uuesti elektrienergiaks. Sellest ongi tingitud akude nimetamine *sekundaarseteks* elementideks.

Galvaani elemente on väga palju tüüpe, sest selleks otstarbeks on võimalik kasutada mitmesuguseid metallide ja elektrolüütide kombinatsioone. Järgnevalt vaatleme neist mõnda tüüpilisemat.

a) *Volta element* koosneb vask- ja tsinkplaadist, mis on asetatud nõrka väävelhappe vesilahusesse. Iga tsingi-ioon, tungides elektrolüüti, toob endaga kaasa kaks positiivset elementaarlaengut, jättes niisama suure negatiivse laengu tsinkplaadile. Tsingi lahustumine kestab seni, kuni tekib liikuv tasakaal tsinkplaadist väljuvate ja sinna tagasipöörduvate tsingi-ioonide vahel. Siis lahuses olevate positiivsete tsingi-ioonide arv enam ei suu-

rene, järelikult tsinkplaadi negatiivne laeng ka mitte. Ka vaskplaat laadub lahuse suhtes negatiivselt, kuid väga nõrgalt. Selle tulemusena on vaskplaadil tsinkplaadi suhtes positiivne pinge (ta potentsiaal on kõrgem) ja mõlemaid plaate juhtmega ühendades saame vooluahela välisosas elektrivoolu vaskplaadilt tsinkplaadile, elektrolüüdis aga vastupidise suunaga.

Voolu lülimisel väheneb tsinkplaadilt vaskplaadile siirdunud elektronide tõttu tsinkplaadi laeng, kaob tasakaal ja tsingi-ioonide vool lahusesse jätkub. Lahuses Zn^{++}-ioonid ühinevad SO_4^{--}-ioonidega ja moodustavad $ZnSO_4$, kuna vesiniku positiivsed ioonid liiguvad voolu suunas vaskplaadile, kus nende positiivne laeng neutraliseerub tsinkplaadilt vooluahela välisosa kaudu tulnud elektronide laenguga. Neutraalsed vesiniku osakesed (H_2) tõusevad vaskplaadilt elektrolüüdi pinnale. Kirjeldatud protsess kestab seni, kuni tsinkplaat on täiesti lahustunud.

Nagu nägime, liigub positiivne elekter elektrolüüdis tsingilt vasele, vooluringi välisosas (juhtmes) aga voolab positiivne elekter vaselt tsingile. Kuigi siin mingit positiivse elektri liikumist ei esine, loetakse kokkuleppeliselt voolu suunaks siiski vooluringi välisosas mõeldavat positiivse elektri voolamist vaskplaadilt tsinkplaadile. See on tegelikult üheväärne negatiivse elektri voolamisega vastupidises suunas, s. o. tsinkplaadilt vaskplaadile, nagu see tõepoolest ka toimub.

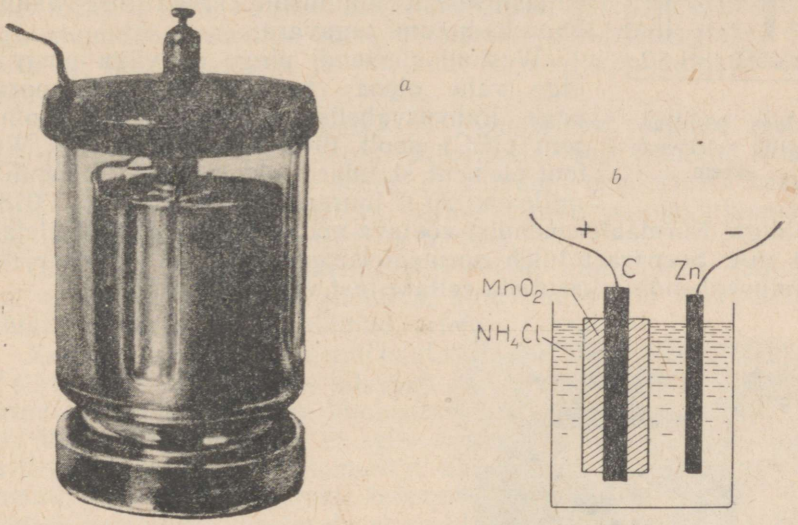
Volta elemendi emj on umbes 1 V, kuid ta pole kuigi püsiv. Selle põhjuseks on elektroodide polarisatsiooni tõttu (vask kattub vesinikukihiga) tekkiv polarisatsioonipinge, mis mõjub elemendi pingele vastassuunas. Seepärast leiab Volta element vähe praktilist rakendamist.

b) Leclanché (loe: löklanšee) element koosneb söe- ja tsinkelektroodidest salmiaagi (ammooniumkloriid NH_4Cl) lahuses. Positiivseks pooluseks on süsi, negatiivseks tsink. Elektrolüüdis toimuvate keemiliste protsesside tulemusena laadub tsink negatiivselt, süsi aga positiivselt. Süsi kattub vesinikukihiga, mis tekitab elemendi pingele vastassuunalise polarisatsioonipinge. Selle vältimiseks kaetakse söeelektrood mangaanülihapendiga (MnO_2) kui depolarisaatoriga. Siis söeelektroodil eraldunud vesinik ühineb mangaanülihapendiga ja polarisatsiooni ei teki.

Depolarisatsioon Leclanché elemendis toimub võrdlemisi aeglaselt. Seetõttu pikemaajalise pideva tarvitamise puhul langeb Leclanché elemendi pinge polarisatsiooni tõttu tunduvalt, väljalülitud elemendis aga jätkub depolarisatsioon pidevalt. Neil põhjustel on Leclanché elemendi kasutamine eriti sobiv seal, kus see toimub võrdlemisi lühikest aega, näiteks elektrikõlistite käimapanemiseks. Leclanché elemendi elektromotoorne jõud on 1,5 V, sisetakistus, olenevalt suurusest ja ehitusest, 1—5 oomi.

Nn. kuivelement on oma koostiselt sama, mis Leclanché element. Siin ainult on vedel elektrolüüt immutatud poorsesse massi, mis täidab söe- ja tsinkelektroodi vahet. Kui selline ele-

ment täiesti ära kuivab, siis lakkab ta töötamast. Kuivelemente rakendatakse väga laialdaselt taskulampides — siin on nad suurema pinge saamiseks ühendatud 3 tükki järjestikku —, samuti raadio kasutamisel (anoodpatarei) jm.



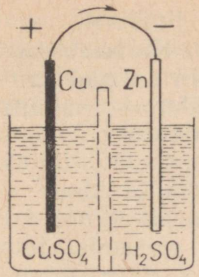
Joon. 92. Leclanché element (*b*) ja selle skeem (*a*).

c) Daniell'i (loe: dänjöl) element (joon. 93 ja 94) koosneb vaskplaadist, mis on asetatud küllastatud vasevitrioli lahusesse, ja tsinkplaadist nõrgas (8%) väävelhappe lahuses. Mõlemad elektrolüüdid — $CuSO_4$ ja H_2SO_4 lahused — on teineteisest eraldatud poorse vaheseinaga. Tsingi lahustumisrõhk elektrolüüdis on suurem kui vasel, järelikult tsingi negatiivne potentsiaal on madalam kui vasel. Tsink laadub negatiivselt, vask positiivselt ja elektronid hakkavad vooluringi välisosas liikuma tsinkplaadilt vaskplaadile. Sellega kaob tasakaal ja järjest uued tsingi ioonid lähevad lahusesse, kusjuures vase ioonid lahusest sadestuvad vaskplaadile, andes ära oma positiivse laengu.

Tsink tõrjub väävelhappest vesiniku välja ja moodustab tsinkvitrioli ($ZnSO_4$). Vabanenud vesinik tungib läbi poorse vaheseina ja tõrjub vasevitriolist välja vase, moodustades väävelhappe, vask aga sadestub vaskplaadile. Seega on vesinik depolariseeritud ja element töötab enam-vähem konstantse pingega.

Äsja valmistatud Daniell'i elemendi emj on 1,08 V, sisetakistus, olenevalt ehitusest, 0,3—15 oomi.

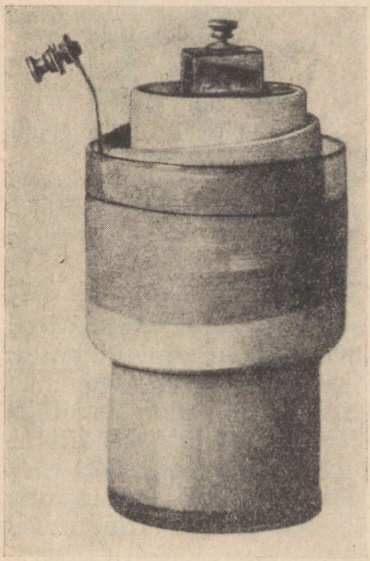
d) Westoni normaalelement koosneb joonisel 95 kujutatud klaasanumast, mille põhja läbivad plaatinaelektroodid ja mis ühes harus on ühendatud elavhõbedaga (Hg), teises —



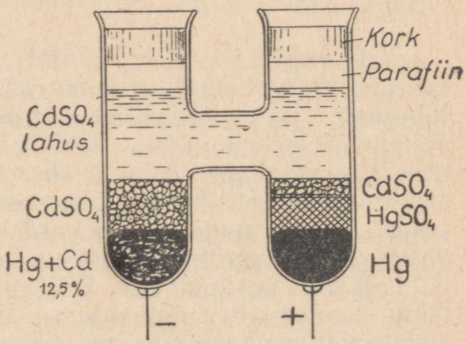
Joon. 93. Daniell'i elemendi skeem.

kadmiumi amalgaamiga (Cd + Hg). Edasi on elavhõbedakiht kaetud väävelhapu elavhõbedaga ($HgSO_4$) ja kadmiumi amalgaam väävelhapu kadmiumi kristallidega ($3CdSO_4 \cdot 8H_2O$). Pealmise osa täidab küllastatud väävelhapu kadmiumi lahus. Selle lahuse alatise küllastusoleku kindlustab kristallilise väävelhapu kadmiumi tagavara.

Westoni elemendi pinge on väga püsiv ja õige vähe olenev temperatuurist. Seepärast ongi Rahvusvahelise Elektrotehnika Komisjoni (IEC) poolt 1940. a. alates võetud Westoni element standard- ehk normaalelemendiks, mille emj 20° C juures loetakse võrdseks 1,01865 voldiga. Normaalelemendist võetava voolu tugevus ei tohi ületada 0,1 mA. Seepärast tuleb normaalelemendist voolu võtmisel ettevaatusvahendina kasutada eeltakistust vähemalt 10^4 oomi.



Joon. 94. Daniell'i element.



Joon. 95. Westoni normaalelement.

e) Galvaani elementi võime vaadelda kui väikest jõujaama või energiageneraatorit, kus elektrienergia tootmine toimub elementide koostisainete keemilise energia arvel. Galvaani elementide pinge on väike, umbes 1 volt. Suurema pinge saamiseks tuleb ühendada järjestikku mitu elementi. Et galvaani elemendi sisetakistus on võrdlemisi suur (harilikult üle 1 oomi),

siis isegi väikese välistakistuse kaudu elektroodide lülimisel pole võimalik saada tugevat voolu. Seda ei soodusta ka pinge suurendamine hulga elementide järjestikuse ühendamise teel, sest koos pinge tõusuga suureneb ühtlasi ka patarei sisetakistus.

Galvaani elementide kasutegur on tunduvalt suurem kui soojuselektrijaamadel. Viimastes muundub soojus algul mehaaniliseks tööks ja alles seejärel elektrienergiaks; galvaani elementides aga muundub keemiline energia otseselt elektrienergiaks. Seetõttu on soojusmasinate ja järelikult ka soojusjõujaamade kasutegur suhteliselt väike (15—35%).

Sellest hoolimata on galvaani elementidest saadav elektrienergia tunduvalt kallim soojusjõujaamade poolt toodetud elektrienergiast. Põhjus seisneb selles, et galvaani elementides kasutatakse lähtematerjalina näiteks kallist tsinki, soojusjõujaamades aga odavat põlevkivi, kivisütt ja turvast.

Galvaani elemente rakendatakse väga ulatuslikult juhtudel, kui ei vajata suurt energiahulka, kuid oluline on energiaallika lihtsus ja portatiivsus (kõlistid, telefon, taskulamp jms.).

Esimese galvaani elemendi leiutas itaalia füüsik Alessandro Volta[1] a. 1799. Uurides lähemalt L. Galvani poolt (1786) avastatud konna reiemusklite tõmblemist kokkupuutel metalliga, jõudis Volta veendumusele, et selle nähtuse põhjuseks pole mitte erilise «loomse elektri» olemasolu, nagu arvas arst Galvani, vaid metalli ja vedeliku kontakti tulemusena tekkiv elektrivool. Selle oletuse katseliseks tõestuseks ehitaski Volta temanimelise elemendi ja demonstreeris sellega Galvani poolt avastatud nähtusi.

Galvaani elementide leiutamine tõi põhilise pöörde elektri tootmisse suuremal hulgal. Elektrostaatilised masinad (generaatorid) võimaldavad saada küll kõrget pinget, kuid seejuures väikesi elektrihulki ja väga nõrka voolu. Galvaani elemendid annavad küll väikese pinge, kuid võrdlemisi tugeva voolu. Sellest tingituna võimaldas galvaani elementide tarvituselevõtt elektrinähtusi mitmekülgsemalt ja põhjalikumalt tundma õppida kui varem. Elektrienergia generaatoritena püsisid galvaani elemendid pikemat aega, kuni 19. sajandi teisel poolel elektromagnetilisel induktsioonil põhinev dünamo ja vahelduvvoolu generaator nad välja tõrjusid.

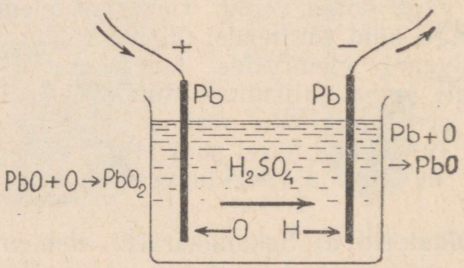
68. Akumulaatorid. a) Sekundaarsete elementide tüüpiliseks esindajaks on seatina-akumulaator (lad. k. *accumulátor* — koguja) ehk — aku. Seatina-aku koosneb kahest seatinaplaadist väävelhappe lahuses (joon. 96 ja 97). Laadimisel anoodil eraldunud hapniku mõjul kattub anood esiteks seatinahapendiga (PbO), hiljem pruunika seatinaülihapendiga (PbO_2), kuna katoodil eraldunud vesinik vedelikust lahkub. Et plaadid on kokku-

[1] Alessandro Volta (1745—1827), füüsikaprofessor Padova ülikoolis Itaalias. Galvanismi põhjendaja nn. kontaktelektri teooria alusel, elektrofoori ja kondensaatoriga elektroskoobi leiutaja.



Alessandro Volta

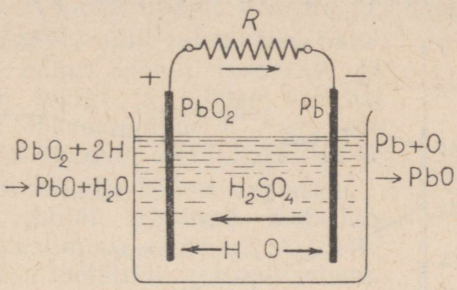
puutel elektrolüüdiga erinevad, siis töötab kogu seadis kui galvaani element. Plaatide ühendamisel välisjuhtmega (joon. 97) tekib välisjuhtmes vool seatinaülihapendiga plaadilt seatina-



Joon. 96. Aku laadimise skeem.

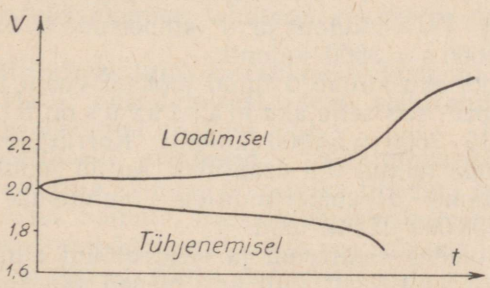
plaadile (vedelikus vastupidi). Seetõttu aku tühjenemisel liiguvad vesiniku ioonid elektrolüüdis seatinaülihapendiga plaadi poole. Selle tulemusena taastub seatinaülihapend seatinahapendiks ($PbO_2 + 2H \rightarrow PbO + H_2O$). Pikemaajalise tarvitamise tulemusena muutuvad mõlemad plaadid ühesuguseks (kattuvad PbO-kihiga) ja vool lakkab.

Seatina-aku emj on keskmiselt 2 V. Selle muutumise käiku laadimisel ja tühjendamisel näitab joonisel 106 antud graafik. Viimasest nähtub, et seatina-aku emj püsib pikemat aega konstantsena, mis teeb ta eriti väärtuslikuks mitmesuguste katsete ja mõõtmiste korraldamisel.



Joon. 97. Aku tühjendamise skeem.

Seatina-aku sisetakistus on väga väike (0,01 kuni 0,001 oomi), seetõttu tuleb hoiduda lühiühendusest. Ka tuleb hoiduda ülekoormamisest. Kui aku pinge on langenud 1,8 voldini, tuleb aku uuesti laadida. Seatina-akude kasutegur on 75—85%.



Joon. 98. Seatina-aku emj muutumise käik laadimisel ja tühjenemisel.

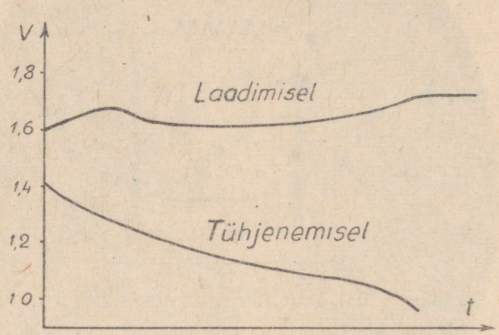
b) Seatina-aku on võrdlemisi õrn ja nõuab hoolikat käsitsemist. Hoopis vastupidavamad ja käsitsemisel vähenõudlikumad on raudnikkel- (NiFe) akud. Siin on positiivse plaadi reageerivaks ehk aktiivseks massiks NiO_2, negatiivsel Fe ja FeO, elektrolüüdiks 21%-line KOH vesilahus vähese LiOH lisandiga.

Elektrolüüdi tihedus püsib töötamise kestel enam-vähem konstantsena, seetõttu pole areomeetri abil võimalik otsustada laadimisastme üle, nagu seda saab teha seatina-aku juures.

Raudnikkel-aku keskmine emj on 1,2 V, ta sisetakistus oleneb suurusest ja ehitusest (~0,005 oomi), kasutegur on 55—60%. Emj

muutuse käiku laadimisel ja tühjendamisel kujutavad joonisel 107 antud kõverad.

c) Aku elektrivaru hinnatakse harilikult ampertundides. Ampertund on elektrihulk, mis voolab läbi juhtme ristlõike 1 tunni jooksul konstantse



Joon. 99. Laadimise ja tühjenemise kõver raudnikkel-akul.

voolutugevuse puhul 1 amper. Et 1 amper $= 1\frac{\text{kulon}}{\text{s}}$, siis 1 amper · 1 s = 1 kulon ja 1 ampertund = 1 amper · 1 tund = = 1 amper · 3600 s = 3600 kulonit.

Kui näiteks aku annab 5 tunni jooksul voolu konstantse tugevusega 3 amprit, siis selle aku mahtuvus on 5 · 3 ehk 15 ampertundi, s. o. 15 · 3600 = 54 000 kulonit. Korrutades kulonite arvu pingega, saame tehtud töö džaulides. Antud juhul, kui aku pinge on 2 V, saame 15-ampertunnilise mahtuvuse juures akust 54 000 · 2 = 108 000 džauli tööd.

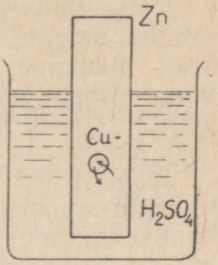
Aku emj oleneb elektroodi ja elektrolüüdi ainest ja on täiesti sõltumatu aku suurusest. Küll aga oleneb aku suurusest ta energiasisaldus ja sisetakistus.

Ampertundides mõõdame ka galvaani elementidest saadavat elektrihulka. Näiteks on taskulambi patarei mahtuvus garantiiaja algul 0,5 ampertundi, garantiiaja lõpul aga 0,3 ampertundi.

Teades galvaani elemendist saadavat elektrihulka ja pinget, saame nende korrutisena elemendi energiahulga. Mõõtes aga voolutugevuse ja klemmide pinge, saame nende korrutisena töötamise võimsuse välisahelas.

69. Lokaalvoolud. Kui keemiliselt täiesti puhas tsingi- või rauatükk asetada väävelhappe lahusesse, siis toimub metalli ja happe vaheline reaktsioon võrdlemisi aeglaselt. Hoopis energilisemalt toimub mainitud reaktsioon aga siis, kui metall pole päris puhas, vaid sisaldab mõne teise metalli osakesi. Näiteks kui tsink sisaldab pisut vaske (joon. 100), siis võime vasetükikest koos tsingiga väävelhappe lahuses vaadelda kui väikest galvaani elementi,

kus väikeses ulatuses toimuvad samad protsessid mis Volta elemendiski. Sellised kahe erineva metalli vahel tekkivad kohapealsed voolud kannavad lokaalvoolude nime. Lokaalvoolud ei tugevda voolu välisringis. Eelmises näites kanduvad negatiivsed SO_4^{--}-ioonid lokaalvoolude mõjul tsingile ja toimub reaktsioon $Zn^{++} + SO_4^{--} \rightarrow ZnSO_4$, mille tulemusena satuvad järjest uued tsingi ioonid lahusesse ja kiirendavad seega tsingi ja lahuse vahelist reaktsiooni. Ilma lokaalvooludeta, nagu see puhta metalli puhul toimub, oleks negatiivsete SO_4^{--}-ioonide vool tsingile hoopis aeglasem.



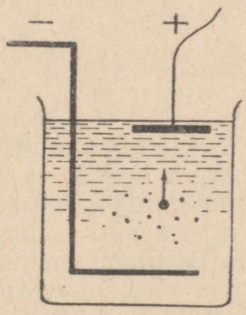
Joon. 100. Lokaalvoolud.

Lokaalvoolude mõjul tekkinud metallide lagunemine või lahustumine (korrosioon) mängib väga tähtsat osa metallide vastupidavuses. Näiteks metallist laevakere värvimata välispind puutub kokku mereveega, mis sisaldab mitmesuguseid sooli ja mõjub seetõttu elektrolüüdina. Tekivad lokaalvoolud, mis kahjustavad laevakeret.

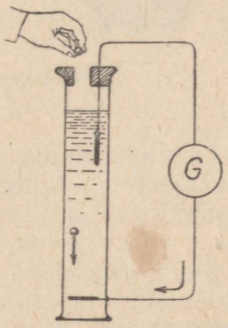
Lokaalvoolude kõrvaldamiseks Daniell'i elemendis kaetakse tsinkplaat amalgaamiga, sest tsink läbib amalgaamikihi, teised temaga segunenud metallid aga mitte. Sel teel saadakse väävelhappe lahusega reageeriv puhas tsingi pind.

Korrosiooni vältimiseks tuleb metallkonstruktsioonides hoiduda kahe erineva metalli ühendamisest, sest elektrolüüdina võib mõjuda ka õhust sadestunud niiskuse kiht.

70. Elektrokineetilised nähtused. Hõõrdumiselektrinähtuste juures on elektrilaengu tekkimise põhjuseks tihedam kontakt hõõrutavate kehade vahel. Samalaadne nähtus esineb ka parafiinkuuli asetamisel vette, kus parafiinkuul laadub negatiivselt ja vesi positiivselt. Analoogilist katset võime demonstreerida vees hõljuvate



Joon 101. Elektroforees.



Joon. 102. Konvektsioonvool.

saviosakeste abil (joon. 101). Selleks segame puhast peenikest savi destilleeritud vette ja tekitame seal elektrivälja. Tugeva luubi abil vaadeldes võime tähele panna, kuidas negatiivselt laetud saviosakesed liiguvad anuma ülemises osas asetseva anoodi poole. Et nad koos endaga ka elektrilaenguid edasi kannavad, nimetatakse nähtust elektroforeesiks (elektri kandmine).

Katse sellisel korraldamisel, kus tahke keha osakesed on kinnitatud paigale, toimub elektrivälja mõjul muidugi vedelikuosakeste liikumine. Näiteks kui asetada tükk niisket turvast traatvõrgu vahele ja mõjutada teda elektriväljaga, tungib vesi turbast välja. See võte leiab tehnilist rakendamist vee kõrvaldamisel turbast. Nähtus ise aga kannab elektro-osmoosi nime.

Joonisel 102 kujutatud katses lastakse klaaskuulikesi veega täidetud anumas alla langeda. Selle tulemusena laaduvad klaaskuulikesed negatiivselt ja vesi positiivselt ning galvanomeeter, mis on ühendatud vette juhitud elektroodidega, näitab voolu. See vool on tingitud klaaskuulikesega koos liikuvast laengust ja kannab liikumisvoolu nime. Kõik kirjeldatud nähtused aga kuuluvad nn. elektrokineetiliste nähtuste hulka.

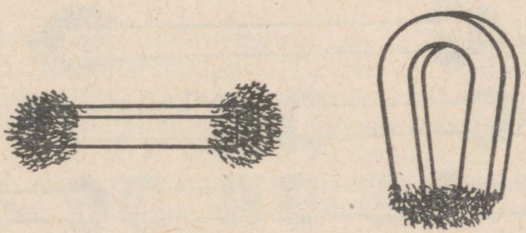
III. MAGNETISM JA ELEKTROMAGNETISM

71. Magnetismi põhinähtused. Magnetilisi nähtusi tunti palju varem kui elektrilisi. Rohkem kui 1000 a. e. m. a. tundsid hiinlased kompassi ja 600 a. e. m. a. teadsid kreeklased, et teatud liik rauamaaki tõmbab külge lähedalasuvaid raudesemeid.

Viimase omaduse poolest on tuntud looduses leiduvad rauaühendid Fe_3O_4 ja $6FeS \cdot Fe_2S_3$, mida nimetatakse *loomulikeks magneteiks*.

Kui tõmmata loomuliku magnetiga piki terasvarba, siis hakkab viimane samuti terast ja rauda külge tõmbama. Kirjeldatud tegevust nimetatakse *magneetimiseks* ja uute omadustega terasvarba *kunstlikuks magnetiks*.

Üldiselt nimetatakse magnetiks keha, mis tõmbab külge raua, nikli ja mõne teise aine tükikesi. Tugevaid kunstlikke magneteid valmistatakse elektrivoolu abil.

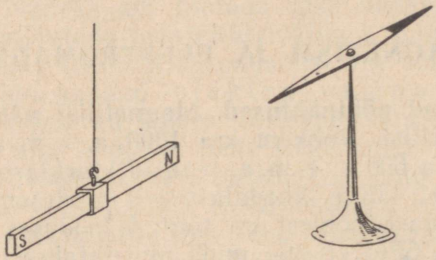


Joon. 103. Magnetid rauapuruga.

Asetanud magneti rauapurusse, näeme teda välja võttes, et puru on jäänud külge peamiselt magneti otstes (joon. 103). Kohti, kus puru on külge jäänud kõige enam, s. o. kus tõmbejõud on maksimaalne, nimetatakse magneti *poolusteks*. Pooluste asukohad on tavaliselt magneti otste läheduses, kuid pole täpselt määratavad, sest nad moodustavad teatud ulatusega piirkonna. Ka muutub pooluste asukoht teiste, lähedalolevate magnetite mõjul.

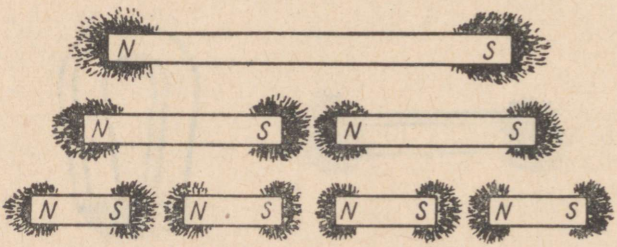
Kui magnet riputada või kinnitada nii, et ta saab vabalt pöörelda horisontaaltasapinnas vertikaaltelje ümber, siis jääb ta

pärast võnkumiste sumbumist seisma enam-vähem põhja—lõuna sihis (joon. 104). Põhja poole suunatud otsa nimetatakse magneti *põhjapooluseks* ja tähistatakse tähega *N*. Lõuna poole näitavat otsa nimetatakse *lõunapooluseks* ja tähistatakse tähega *S*. Pooluste märkimiseks tarvitatakse sageli ka lühendatud tähistusi: põhjapoolust nimetatakse *N*- ehk +pooluseks ja lõunapoolust *S*- ehk —pooluseks.



Joon. 104. Horisontaaltasapinnas vabalt pöörlevad magnetid.

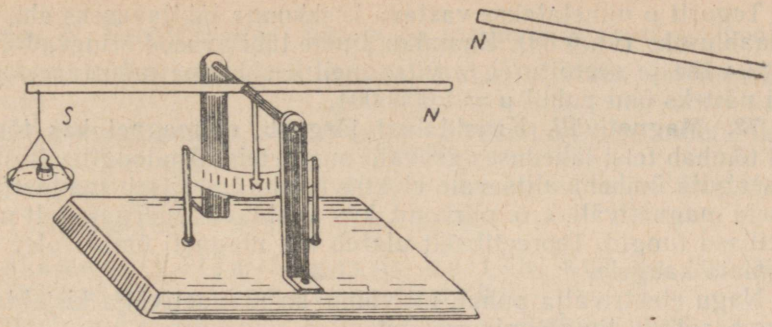
Katsetest selgub, et igal magnetil on kaks poolust: *N* ja *S*. Magneti lõikamisel väiksemateks osadeks on igal osal ikka *N*- ja *S*-poolus (joon. 105). Seega pole magnetipooluste eraldamine teostatav, nagu see on võimalik elektrilaengute juures.



Joon. 105. Magneti jagamine osadeks.

Horisontaaltasapinnas vabalt pöörleva magneti abil saab määrata magnetite *N*- ja *S*-poolused. Kui lähendame vabalt liikuvale magnetile teise magneti, siis märkame, et *N*-poolus tõukab *N*-poolust ja *S*-poolus *S*-poolust. Samuti saame kindlaks teha, et *N*-poolus tõmbab *S*-poolust ja *S*-poolus *N*-poolust. Üldreeglina võime väita, et *samanimelised poolused tõukuvad ja isenimelised tõmbuvad*.

Pooluste vahel mõjuva tungi mõõtmiseks võib kasutada joon. 106 kujutatud seadist.



Joon. 106. Seadis magnetipooluste vahel mõjuvate tungide mõõtmiseks.

72. Coulomb'i seadus. Tõmbe- ja tõuketungide suuruse uurimisel tegi Coulomb 1785. a. põhjalikke katseid keerdkaaluga. Et vähendada teise pooluse mõju, tuli kasutada pikki magneteid. Katsete tulemusena avastas ta samasuguse seaduspärasuse nagu elektrilaengute puhulgi. Kahe pooluse vahel mõjuv tung on võrdeline pooluste tugevuste korrutisega ja pöördvõrdeline poolustevahelise kauguse ruuduga.

Matemaatiliselt avaldub seadus järgmiselt:

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

kus f tähendab tungi, k võrdetegurit, m_1 ja m_2 pooluste tugevusi ning r poolustevahelist kaugust. Tungid on suunatud pooluseid ühendava sirge sihis. Nagu elektri puhul, nii raskendab ka siin tungide arvutamist punktitaoliste pooluste puudumine, millele lisandub veel asjaolu, et poolused esinevad alati paarikaupa.

Coulomb'i seadust kasutatakse pooluste tugevuse mõõtühiku defineerimiseks. Lähtudes cgs-mõõtühikute süsteemist, kus pikkusühikuks on cm ja tungiühikuks düün, defineeritakse magnetiline ühikpoolus (üp) pooluse tugevusena, mis teist temaga võrdset poolust 1 cm kaugusel vaakuumis mõjutab tungiga 1 düün.

Mõõtes pooluste tugevusi ühikpoolustes, omandab võrdetegur k väärtuse 1. Siis

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

Esitatud kujul on Coulomb'i seadus kehtiv vaakuumis. Mingis keskkonnas asetsevate pooluste kohta on seadus rakendatav kujul

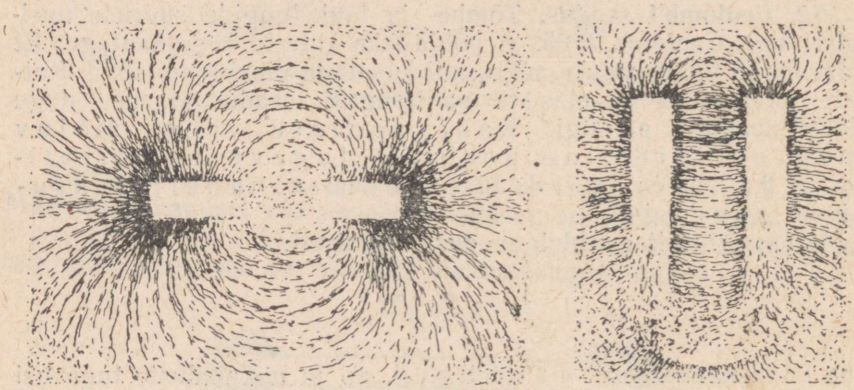
$$f = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Tegurit μ nimetatakse vastava keskkonna läbitavuseks ehk permeaabluseks (vt. § 88). Enamiku ainete läbitavused erinevad ühest väga vähe ja seetõttu ei tarvitse meil keskkonna mõju arvestada. Nii näiteks õhu puhul $\mu = 1{,}0000004$.

73. Magnetiväli. Kirjeldatust järgneb, et magnet kas tõukab või tõmbab teisi läheduses asuvaid magneteid. Analoogiliselt elektrilaengute ümber valitsevale elektriväljale ümbritseb magnetipooluseid magnetiväli, s. o. piirkond, kus avalduvad märgatavalt magnetilised tungid. Teoreetiliselt ulatub iga magneti ümber olev väli lõpmata kaugele.

Nagu elektrivälja puhul, nii võime ka magnetivälja kirjeldamiseks kasutada tungjoonte mõistet.

Kui magnet katta paberiga, millele on puistatud rauapuru, siis asetub puru joontena, mis ühendavad pooluste piirkondi omavahel (vt. joon. 107).



Joon. 107. Magnetivälja tungjoonte demonstreerimine rauapuru abil.

Samale paberile paigutatud väike vabalt pöörlev magnetnõel asetub nõela asukohta läbiva joone puutuja sihis. Need jooned kujutavadki piltlikult magnetivälja tungjooni. Magnetivälja tungjooneks nimetatakse joont, mida mööda liigub vaba *N*-poolus magnetiväljas. Tungjoonte ja ühtlasi magnetivälja suunaks antud kohas loetakse kokkuleppeliselt *N*-poolusele mõjuva tungi suunda. Nagu jooniselt 107 näeme, oleneb varbmagnetit ümbritseva välja suund vaatluskohast. Seevastu U-magneti pooluste vahel on väli kindlasuunaline.

Magnetivälja uurimiseks on sobiv kasutada väikesi vabalt pöörlevaid magnetnõelu, mille *N*-poolus näitab alati välja suunda. *S*-poolusele mõjuv tung on välja suunale vastupidine.

Magnetivälja täpseks kirjeldamiseks on vaja peale suuna teada veel tema tugevust. Välja tugevuseks peame ühikpoolusele mõjuva tungi suurust düünides, mida tähistatakse tavaliselt

tähega H. Seega $H = \frac{f}{m}$, kus m on magnetiväljas asuva pooluse tugevus. Kui m on N-poolus, siis võime kirjutada vektoriaalselt $\vec{H} = \frac{\vec{f}}{m}$; kui S-poolus, siis $\vec{H} = -\frac{\vec{f}}{m}$. Väljatugevuse mõõtühikuks on järelikult $\frac{\text{düün}}{\text{ühikpoolus}}$, mida nimetatakse örstediks ja tähistatakse Oe (õpetlase H. C. Oerstedi nime järgi).

Magnetivälja tugevus on 1 Oe, kui ta mõjub 1 ühikpoolusele tungiga 1 düün.

Poolusele tugevusega m mõjub magnetiväljas, milles tugevus on H, tung $f = mH$ ehk vektoriaalselt $\vec{f} = m\vec{H}$, kusjuures N-poolus tuleb arvestada pluss- ja S-poolus miinusmärgiga.

Olgu välja tekitava pooluse tugevus m_1, siis Coulomb'i seaduse põhjal mõjub väli poolusele m tungiga $f = \frac{m \cdot m_1}{\mu r^2}$. Et $\frac{f}{m} = H$, siis $H = \frac{m_1}{\mu r^2}$. Seega poolusest m_1 kaugusel r on väljatugevus võrdeline pooluse tugevusega ja pöördvõrdeline kauguse ruuduga ning keskkonna läbitavusega.

Analoogiliselt elektrivälja tugevusele on ka magnetivälja tugevus kujutatav tungjoonte tiheduse abil. Väljatugevus on võrdeline tungjoonte arvuga, mis läbivad neile risti asetatud pinnaühikut. Tungjoonte tihedus on suurem seal, kus väli on tugevam.

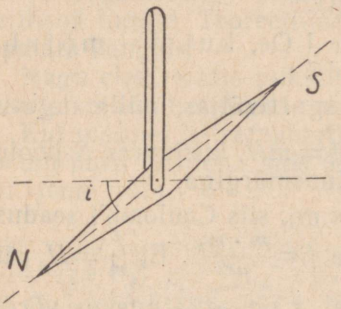
74. Maa magnetiväli. Horisontaalasendis vabalt võnkuv magnetnõel jääb pärast võnkumise kustumist seisma põhja—lõuna sihis — või täpsemini — Maa magnetilise meridiaani sihis. Selle põhjuseks on Maa magnetiväli. Magnetilised meridiaanid koonduvad Maakera magnetipoolustesse, mis oma asukoha poolest ei ühti geograafiliste poolustega, kuigi nad asetsevad viimaste lähedal. Maakera magnetipooluste asukohad muutuvad aja jooksul. 1945. a. olid magnetipooluste geograafilised koordinaadid vastavalt 76° põhjalaiust, 102° idapikkust ja 68°,2 lõunalaiust ning 145°,4 idapikkust. Magnetiline põhjapoolus liigub aastas umbes 6 km loode poole. 1952. a. olid magnetilise põhjapooluse koordinaadid 68° lõunalaiust ja 143° idapikkust.

Magnetilise ja geograafilise pooluse asukohtade erinevuse tulemusena ei näita magnetnõel kõikjal põhja—lõuna suunda. Nurka, mille võrra magnetnõel geograafilisest meridiaanist kõrvale kaldub, nimetatakse deklinatsiooniks. Deklinatsiooni suurus erinevais kohtades on üldiselt erinev. Koos magnetipooluste asukohtade muutumisega muutub antud kohas ka deklinatsioon. Eesti NSV territooriumil deklinatsioon suureneb aja jooksul idast läände.

Peale geograafiliste ja magnetiliste pooluste asukohtade erinevuse mõjutavad deklinatsiooni ka kohalikud tingimused. Kohalikkudest mõjudest tingitud deklinatsiooni erinevust normaalsest

nimetatakse magnetiliseks anomaaliaks. Magnetiliste anomaaliate piirkondades on sageli avastatud rauamaagi lademeid. Üldiselt vihjab magnetilise anomaalia olemasolu maakihtide tavalisest erinevale koostisele antud kohas. Seega võimaldavad täpsed magnetilised mõõtmised avastada maapõuevarasid.

Suurim anomaalia on NSV Liidus Kurski lähedal, kus mõnekümne kilomeetri ulatuses deklinatsioon muutub. Selle anomaalia põhjuseks on suured rauamaagi lademed.



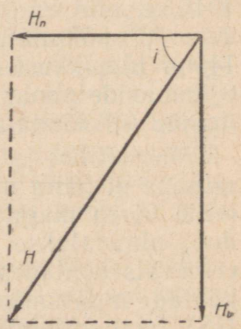
Joon. 108. Inklinatsiooninõel.

Maa magnetivälja suuna täpsemaks määramiseks ei piisa horisontaaltasapinnas liikuvast magnetnõelast, sest Maa magnetivälja tungjooned lõikuvad horisontaaltasapinnaga. Vastavat nurka nimetatakse inklinatsiooniks. Välja suuna täpseks määramiseks kasutatakse magnetnõela, mis on kinnitatud raskuskeskmes ja võib pöörduda igas suunas. Seesugust magnetnõela nimetatakse inklinatsiooninõelaks. Inklinatsioon magnetilisel ekvaatoril on 0° ja suureneb pooluste poole 90°-ni (vaata joon. 110).

Siseruumides ja raudesemete läheduses erinevad deklinatsioon ja inklinatsioon sageli väga palju normaalväärtustest, mis neil oleks samas kohas vabas looduses.

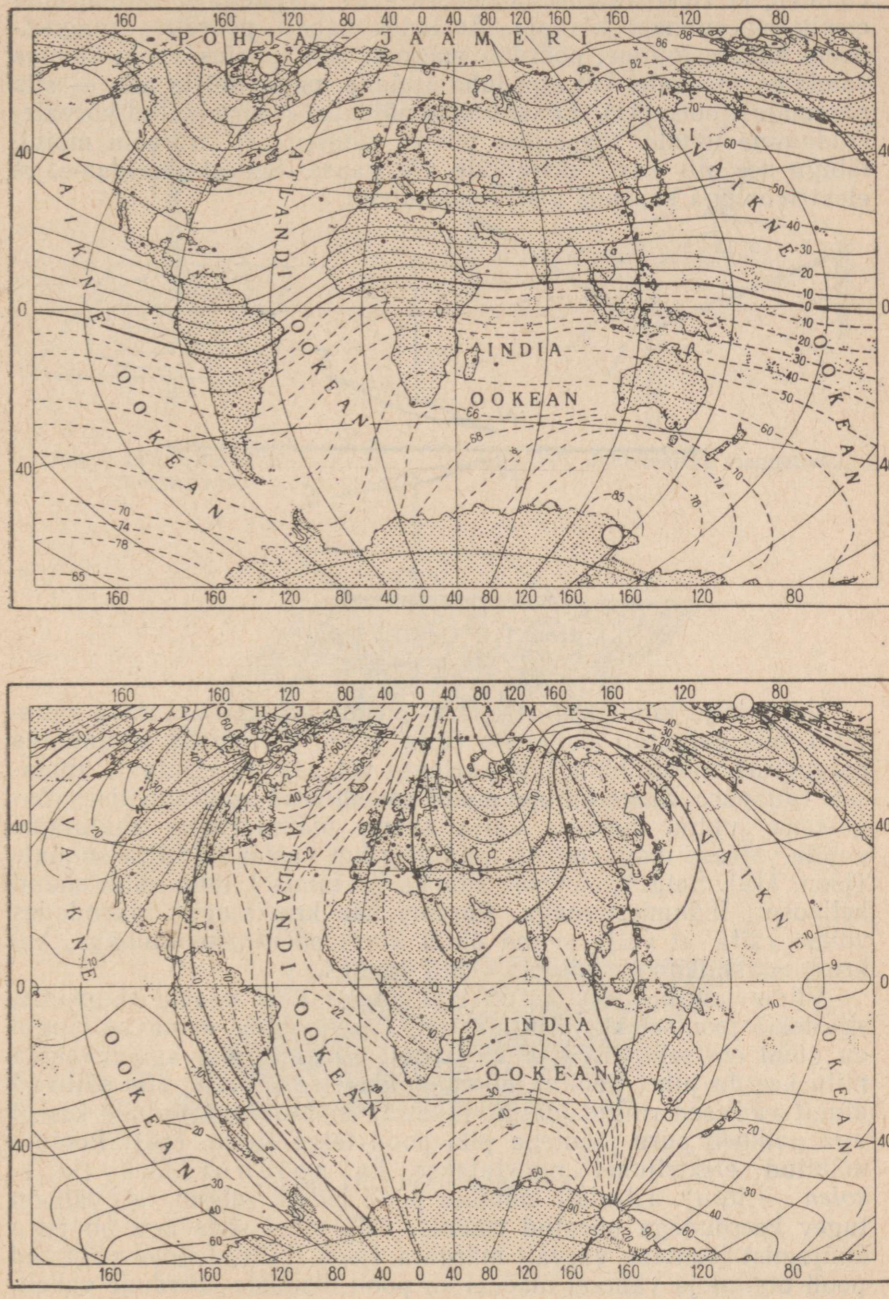
Maa magnetivälja tugevus on võrdlemisi väike: ekvaatoril 0,34 Oe ja poolustel 0,66 Oe. Anomaaliate piirkondades võib aga väljatugevus oma keskmisest väärtusest märgatavalt erineda.

Kompassinõelale mõjub pööravalt magnetivälja horisontaalkomponent H_h, mille suurus sõltub peale väljatugevuse veel inklinatsiooninurgast i. Öeldut selgitab joonis 109, millel on esitatud Maa magnetivälja tugevust kujutava vektori H lahutamine horisontaalkomponendiks H_h ja vertikaalkomponendiks H_v.



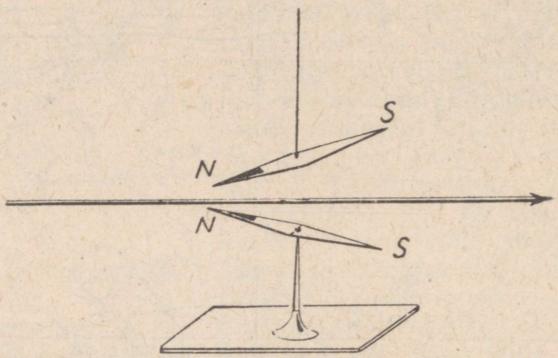
Joon. 109. Maa magnetivälja komponendid.

Maa magnetiväli muutub korrapäratult päevade ja isegi tundide jooksul. Need muutused on väga väikesed ja kõiguvad suuna poolest sajandikkude kraadide ning tugevuselt $80 \cdot 10^{-5}$ Oe piirides. Eriti suured on muutused nn. magnetiliste tormide ajal, millal need võivad ulatuda isegi kuni $500 \cdot 10^{-5}$ Oe-ni. Seejuures indutseeruvad pikkades telegraafi- ja telefoniliinides nii tugevad elektrivoolud, et side katkeb. Magnetilised tormid esinevad päikeselaikude maksimumi ajal.



Joon. 110. Samadeklinatsiooni- ja samainklinatsioonijooned.

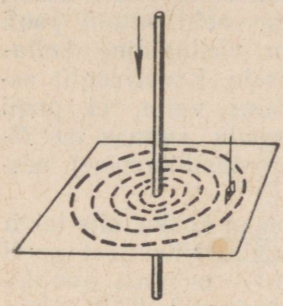
75. Elektrivoolu magnetivälja suund ja kuju. 1820. a. avastas Oersted, et elektrijuhtme läheduses asuv magnetnõel kaldub oma esialgsest suunast kõrvale. Asetades vabalt pöörduva magnetnõela kohale juhtme, pöördub magneti põhjapoolus voolu suunas vaadates vasakule; kui aga juhe asetada magnetnõela alla — siis paremale (joon. 111). Edasi võime näidata, et kirjeldatud kõrvalekaldumine toimub igasuguse püsiva suunaga elektrivoolu mõjul, läbigu see siis kas elektrolüüte või gaase. Sellest järeldame, et elektrivooluga kaasneb alati magnetiväli.



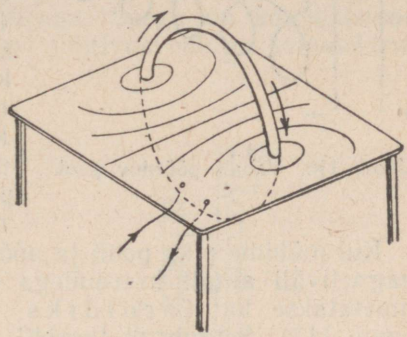
Joon. 111. Oerstedi katse.

Välja kuju kindlaksmääramisel on otstarbekas kasutada rauapuru, mis paigutub ahelatena välja sihis. Paremaks uurimiseks paigutame voolujuhtme läbi kartongi või papi ja riputame viimasele rauapuru. Sirge juhtme puhul asetub puru kontsentriliste rõngastena juhtme ümber. Välja suuna määramiseks paigutame papile väikese magnetnõela, mis pöördub vastavalt välja suunale (joon. 112). Selgub, et voolu suunas vaatamisel ühtib välja suund kellaosuti liikumissuunaga. Parema käe kruvireeglit rakendades võime väita, et välja suund ühtib kruvi pööramise suunaga, kui kruvi edasiliikumine toimub voolu suunas.

Viime juhtme kaks korda läbi papi nii, et saame ringvoolu, siis tekib joonisel 113 esitatud pilt. Tungjoontele vastavad ringid on nüüd ekstsentrilised ja väljapoole surutud. Kui aga mähkida mitu keerdu juhet poolina hõredalt üksteise kõrvale, siis säilivad ainult väikesed ringid juhtme lähemas ümbruses, keerdude keskel aga paikneb puru joontena piki pooli telge (joon. 114). Poolina mähitud elektrijuhet nimetatakse ka s o l e n o i d i k s (kr. k. *solen* — toru). Tihedalt mähitud pooli puhul selgub, et väli on tugev keerdudega piiratud ruumis, väljaspool seda aga on puru kuhjumist joontena vaevalt märgata (joon. 115). Jooned väljuvad pooli otstest ja vähesel määral ka pooli otsmiste keerdude vahelt. Joonte väljumispiirkondi nimetame solenoidi poolusteks, sest saa-



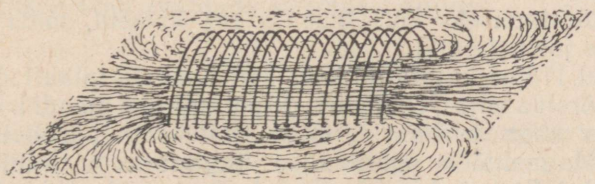
Joon. 112. Sirgvoolu magnetiväli.



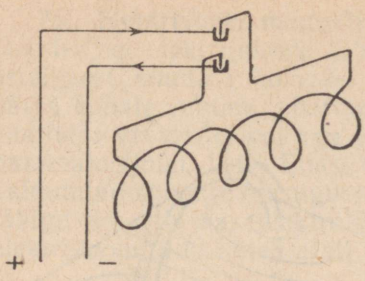
Joon. 113. Juhtmekeeru magnetiväli.



Joon. 114. Hõredate keerdudega pooli väli.



Joon. 115. Pooli magnetiväli.



Joon. 116. Vabalt pöörduv pool.

dud pilt on väga sarnane magnetpulga abil tekitatud välja pildiga. Kui niisugune pool võib horisontaalasendis vabalt pöörelda, siis asetub ta põhja—lõuna sihis (joon. 116). *N*-poolus tekib selles otsas, kust vaadates voolu suund pooli keerdudes on vastupidine kellaosuti liikumisele. Kruvireeglit rakendades võime väita, et pooli pööramisel voolu suunas on *N*-poolus kruvi edasiliikumisel eesmises otsas.

Kui mähime pika pooli ja pöörame selle otsad kokku, siis tekib magnetiväli ainult keerdudega piiratud ruumis. Niisugust pooli nimetatakse ka t o r o i d i k s (kr. k. *tòros* — mõigas, voolik) (joon. 117). Selgub, et toroidil pole üldse pooluseid. Küll võime aga eespool mainitud reeglite põhjal määrata välja suuna toroidis.



Joon. 117. Toroidi magnetiväli.

76. Eihenvaldi katsed. Elektrostaatikas veendusime, et elektrilaengu ümber on elektriväli. A. A. Eihenvald[1] näitas 1901. a., et lisaks elektriväljale tekib liikuva elektrilaengu ümber alati ka magnetiväli.

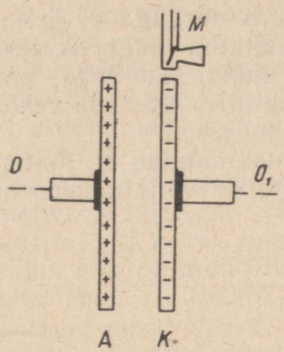
Selle tõestamiseks korraldas ta rea katseid, mida selgitame järgnevate jooniste abil.

Joonisel 118 on kujutatud kaks kondensaatoriplaati *A* ja *K*, mis võivad pöörelda telje OO_1 ümber. Riputame ühe plaadi kohale peene niidi otsas magnetnõelakese, mille pikitelg on paralleelne plaadi pinnaga. Magnetnõela pöördumise jälgimiseks on niidile kinnitatud peeglike. Et kaitsta magnetnõela laetud plaatide elektrostaatilise mõju ja plaatide pöörlemisel tekkiva õhuvoolu eest, on nõe-

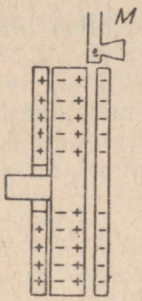
[1] A l e k s a n d e r A l e k s a n d r o v i t š E i h e n v a l d (1863—1944), Moskva Teedeinseneride Instituudi, hiljem Moskva Ülikooli professor, Moskva Polütehnilise Instituudi direktor. Tema tähtsamad tööd: «Elektrostaatilises väljas liikuvate kehade magnetilisest mõjust» ja «Energia liikumine täielikul sisepeegeldumisel».

lake koos niidiga asetatud maandatud, elektrit juhtivasse kattesse *M*.

Katsed näitasid, et laetud plaatide pöörlemisel — kas üksikult, koos või vastassuunas — tekib magnetiväli, mis oma suuruse ja suuna poolest on võrdne sama tugevusega juhtivusvoolu puhul seisvas kettas tekkiva magnetiväljaga. Seega on konvektsioonvool magnetiliste omaduste poolest juhtivusvooluga samaväärne.



Joon. 118. Katse pöörlevate kondensaatoriplaatidega.



Joon. 119. Katse pöörleva dielektrikuga.

Kui plaatide vahele paigutada dielektrikust ketas (joon. 119), mille dielektriline läbitavus on ε, siis suureneb ε korda nii laeng plaatidel kui ka pöörlemisel tekkiv magnetiväli. Ka seisva kondensaatori ja pöörleva dielektriku puhul võib magnetivälja olemasolu kindlaks teha. Et koos dielektrikuga pöörlevad ta mõlemal pinnal asuvad laengud, siis on mõõdetav nende koosmõju.

77. Biot'-Savart'i seadus. Biot, Savart ja Laplace[1] avastasid elektrivoolu ja magnetivälja tugevuse vahelise seose, mida matemaatiliselt võib avaldada järgmisel kujul:

$$\Delta H = k \frac{I \Delta l}{r^2} \sin \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

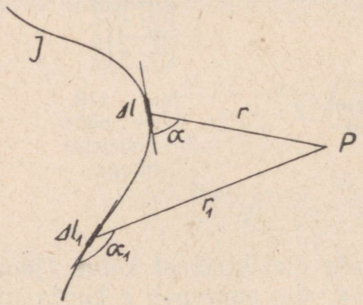
See valem väljendab Biot'-Savart'i seadust, mida võib sõnastada järgmiselt: juhtmeelement pikkusega Δl (joon. 120) tekitab temast kaugusel r asuvas punktis P väljatugevuse ΔH, mis on võrdeline voolutugevusega I juhtmes, juhtmeelemendi pikkusega Δl,

[1] Jean Baptiste Biot (žan ba'tist bioo) (1774—1862), mitmekülgne teadlane, füüsika- ja astronoomiaprofessor Pariisis.
Felix Savart (fe'liks savaar) (1791—1841), füüsikaprofessor Pariisis.
Pierre Simon Laplace (pjäär si'mon la'plass) (1749—1827), kuulus prantsuse matemaatik ja füüsik.

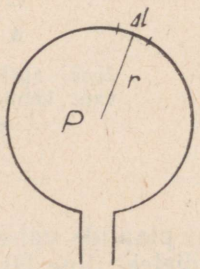
juhtmeelemendi suuna ja elementi punktiga P ühendava sirge vahelise nurga α siinusega ning pöördvõrdeline juhtmeelemendi kauguse ruuduga punktist P. Valemis esineva teguri k väärtus oleneb kasutatud mõõtühikuist.

Juhtmeelemendi pikkus Δl tuleb valida nii väike, et selle ulatuses võime küllaldase täpsusega lugeda konstantseks voolu suuna, nurga α ja kauguse r. Joonisest 120 nähtub, et ühelt juhtmeelemendilt teisele minnes muutub nii r kui ka α. Sellel joonisel on näha ka element Δl_1 koos vastava nurgaga α_1 ja kaugusega r_1. Kogu juhtme poolt punktis P tekitatud magnetivälja tugevuse H arvutamiseks tuleb liita kõikide juhtmeelementide poolt tekitatud väljad. Seega $H = \Sigma \Delta H$. Liitmine tuleb teostada vektoriliselt, sest nii H kui ka ΔH on vektorilised suurused.

Seaduse matemaatilisest kujust nähtub, et juhtmeelemendiga risti oleval tasandil, kus $\alpha = 90°$, on väljatugevus maksimaalne, juhtmeelemendi sihil aga null.



Joon. 120. Juhtme magnetivälja arvutamine.



Joon. 121. Väljatugevuse arvutamine ringvoolu tsentris.

Kui väljatugevust mõõta örstedides, kaugust sentimeetreis ja voolutugevust ampreis, siis esineb valemis võrdetegur 0,1. Seega

$$\Delta H = 0{,}1 \frac{I \Delta l}{r^2} \sin \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Rakendame valemit 2 väljatugevuse arvutamiseks ringvoolu tsentris. Arvutuskäik on eriti lihtne, sest kaugus r on konstantne ja võrdne ringi raadiusega. Samuti on nurk α kogu juhtme ulatuses konstantne ja võrdub 90°. Juhtmeelementide pikkuste summa võrdub ringjuhtme pikkusega $2\pi r$. Seega

$$H = 0{,}1 \frac{I \cdot 2\pi r}{r^2} \sin 90° = 0{,}2\pi \frac{I}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Lihtsa integraalarvutuse tulemusena leiame lõpmata pika

sirge juhtme poolt tekitatud magnetivälja tugevuse juhtmest kaugusel r:

$$H = 0{,}2\,\frac{I}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

78. cgsm-mõõtühikute süsteem. Lähtudes cgs-mõõtühikute süsteemist on Coulomb'i seaduse abil tuletatud magnetipooluse tugevuse mõõtühik ühikpoolus. Edasi tuletatakse ühikpooluse abil magnetivälja tugevuse mõõtühik örsted ja teised ühikud. Nii saadud mõõtühikud kuuluvad nn. cgs magnetiliste ühikute süsteemi, mida lühidalt nimetatakse cgsm-mõõtühikute süsteemiks.

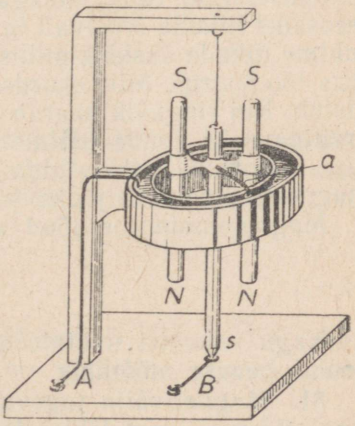
cgsm-mõõtühikute süsteemi kasutatakse peamiselt magnetiliste suuruste arvutamisel, sest siis puuduvad valemites mõõtühikuist tingitud võrdetegurid. Tegelikult võime ka kõiki elektrilisi suurusi mõõta cgsm-süsteemis. Näiteks Biot'-Savart'i seadus seostab magnetivälja tugevuse voolutugevusega. Et kirjutada seadust võrdetegurita, s. o. $k = 1$, tuleb defineerida uus voolutugevuse ühik, mis kuulub siis cgsm-mõõtühikute süsteemi.

Kuna mõõteriistad on kalibreeritud praktilistes ühikutes, siis tuleb teada seoseid erinevatesse süsteemidesse kuuluvate ühikute vahel. Need võime leida tabelitest (näit. Füüs. pr. § 6). Märgime siin ainult, et 1 cgsm voolutugevuse ühik võrdub 10 ampriga ja 1 cgsm pingeühik 10^{-8} voldiga.

Biot'-Savart'i seadusel on cgsm-mõõtühikute süsteemis kuju

$$\Delta H = \frac{I\,\Delta l}{r^2}\sin\alpha.$$

79. Elektrivoolu mõju magnetile. Eelmistes paragrahvides on kirjeldatud ja arvutatud voolude magnetivälju mitmesugustel eri juhtudel. Esitatud valemid võimaldavad arvutada tungi suurust, mis mõjub juhtme magnetiväljas asuvale magnetipoolusele, sest tung $F = mH$. Tungi suund ühtib tungjoone puutuja sihiga selles punktis ja seetõttu liigub vaba magnetipoolus ümber sirge voolujuhtme mööda ringjoont. Et magnetipoolused esinevad paaridena, siis on vastava nähtuse demonstreerimine seotud mõningate raskustega. Katse korraldamiseks kasutatakse joonisel 122 esitatud seadist, kus teise pooluse mõju on kõrvaldatud. Vool juhitakse seadisesse kontaktide A ja B kaudu, kusjuures sirgjuhtmena esineb sammas s, mille lähedal asuvad vabalt ümber s pöörelda võivad magnetipoolused N.



Joon. 122. Magnetite tiirlemine ümber juhtme.

Sambast s läheb vool pöörleva magnetisüsteemiga ühenduses oleva õla a kaudu elavhõbedaga täidetud renni ja seega jäävad S-poolused väljapoole magnetivälja pöörlemapanevat mõju. Voolu läbiminekul hakkavad magnetid pöörlema ümber voolujuhtme, kusjuures voolu suuna muutmisel muutub ka pöörlemise suund. Voolu mõju magnetile kasutatakse elektrivoolu tugevuse mõõtmiseks.

80. Magnettungide töö. Magnetomotoorne jõud. Magnetiväli tugevusega H mõjub poolusele m tungiga $f = mH$. Pooluse liikumisel magnetiväljas tehtav töö ΔA väljendub valemiga

$$\Delta A = f \cdot \Delta l \cos \alpha = mH \, \Delta l \cos \alpha,$$

kus Δl tähendab nihke pikkust ja α tungi suuna ning nihke vahelist nurka. Töö võib olla nii positiivne kui ka negatiivne. Pikematel liikumisteedel, mille ulatusel väljatugevus ja suund muutuvad, tuleb töö arvutada väikestel elementaarnihetel tehtud tööde summana:

$$A = \Delta A_1 + \Delta A_2 + \ldots + \Delta A_n = m(H_1 \, \Delta l_1 \cos \alpha_1 + H_2 \Delta l_2 \cos \alpha_2 + \\ + \ldots + H_n \Delta l_n \cos \alpha_n).$$

Arvutame töö magnetipooluse liikumisel ümber sirgjuhtme, milles voolutugevus on I. Sirgjuhtme ümber on tungjooned ringjooned. Juhtmest kaugusel r on väljatugevus $H = \frac{2I}{r}$. Kui poolus tugevusega m liigub ümber juhtme mööda ringjoont raadiusega r, siis nurk $\alpha = 0$ ja $\cos \alpha = 1$, väljatugevus H on konstantne ning nihete summa võrdub ringjoone pikkusega $2\pi r$. Seega töö

$$A = m \frac{2I}{r} \cdot 2\pi r = 4\pi I \, m.$$

Tulemus näitab, et töö on sõltumatu liikumistee raadiusest. Kuna liikumisel risti tungjoontega tööd ei tehta, siis võime erinevatel teeosadel liikuda erinevail tungjoontel ehk üldiselt — võime ümber juhtme liikuda ükskõik millist kinnist kõverat mööda, ilma et muutuks töö suurus. Mitmekordsel ringkäigul töö vastavalt mitmekordistub. Kui ringkäik haarab mitut paralleelset juhet, siis tuleb töö arvutamiseks nende juhtmete voolud algebraliselt liita. Ühikpooluse liikumisel ümber juhtme tehtud tööd nimetatakse ka juhtme magnetomotoorseks jõuks.

Magnetomotoorne jõud avaldub järgmise valemiga.

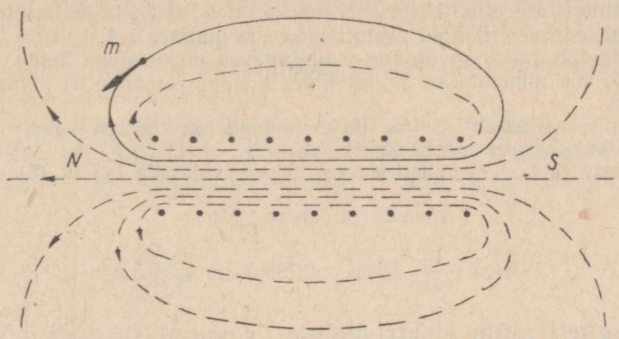
$$\frac{A}{m} = 4\pi I.$$

Nagu valemist nähtub, on magnetomotoorse jõu mõõtühikuks voolutugevuse mõõtühik.

81. Magnetivälja tugevus solenoidis. Viime magneti ühikpooluse piki tungjoont läbi solenoidi nii, et teeme kinnise ringi solenoidi kõigi n keeru ümber. Sel juhul magnettungide poolt tehtud töö

$$A = 4\pi In \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Valdav osa sellest tööst tehakse ühikpooluse liikumisel solenoidi sees teel S-st kuni N-ni, sest väljaspool solenoidi kahaneb väljatugevus poolustest eemaldudes kiiresti. Mida pikem on sole-



Joon. 123. Magnetipooluse liikumistee solenoidi magnetivälja tugevuse arvutamisel.

noid, seda tähtsusetum osa kogu tööst kulub välisteekonnale. Küllalt pikas ja tihedalt mähitud solenoidis on väljatugevus H konstantne, ja et liikumine toimub piki tungjoont, siis $\alpha = 0$ ning tehtud töö

$$A = H\Sigma\Delta l = Hl, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

kus l tähistab solenoidi pikkust.

Et seosed (1) ja (2) väljendavad sama tööd, siis

$$Hl = 4\pi In, \text{ millest}$$

$$H = 4\pi \frac{nI}{l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Viimases võrduses on voolutugevus väljendatud cgsm-süsteemi ühikutes. Kui voolutugevust mõõta amprites ja pikkust sentimeetrites, siis tuleb väljatugevuse saamiseks örstedides kasutada võrdetegurit 0,1. Sel juhul

$$H = 0{,}4\pi \frac{nI}{l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Korrutist nI nimetatakse amperkeerdude arvuks. Valemist näeme, et väljatugevus solenoidis on võrdeline amperkeerdude arvuga solenoidi pikkusühiku kohta.

Elektrotehnikas kasutatakse valemit (4) kujul

$$H = \frac{nI}{l}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

kus I on mõõdetud amprites ja l sentimeetrites. Võrduse (5) põhjal defineeritakse magnetivälja tugevuse mõõtühik, mida nimetatakse amperkeerd sentimeetri kohta, ja tähistatakse Aw/cm.

Väljatugevuse mõõtühikuks on väljatugevus pikas poolis, mille pikkuse iga sentimeetri kohta tuleb üks amperkeerd.

Seejuures on tähtsusetu, kas mainitud voolutugevuse jaotus saavutatakse näiteks voolutugevusega 0,1 A ja keerdude arvuga 10 ühel sentimeetril või ühe keeruga kahel sentimeetril, kuid voolutugevusega juhtmes 2 A.

Et kirjeldatud juhul on oluline voolutugevus pikkusühiku kohta, mitte aga keerdude arv, siis nimetatakse ühikut lihtsalt amper sentimeetri kohta ja tähistatakse A/cm.

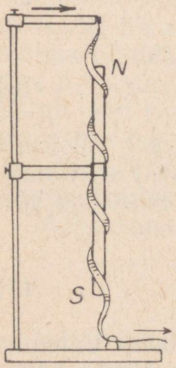
Lähtudes mks-süsteemist, kus pikkusühikuks on meeter, saame väljatugevuse mõõtühikuks amper meetri kohta (A/m).

Amperkeeru ja örstedi vahelise seose leiame valemite (4) ja (5) võrdlemise teel.

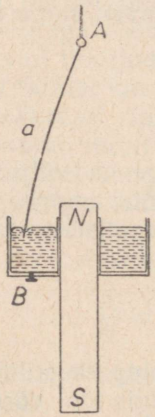
$$1 \text{ A/cm} = 0{,}4\pi \text{ Oe} = 1{,}256 \text{ Oe}$$

$$1 \text{ Oe} = \frac{1}{0{,}4\pi} \text{ A/cm} = 0{,}795 \text{ A/cm} = 79{,}5 \text{ A/m}.$$

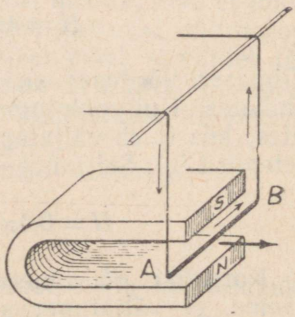
82. Magneti mõju elektrivoolule. Newtoni seaduse põhjal leidub igale tungile võrdvastupidine tung. Et elektrivool mõjub magnetile, siis peab magnet omakorda niisama suure, kuid vastassuunalise tungiga mõjuma elektrivoolule. Õeldu tõestamiseks kasutame lihtsat katseseadist, mida kujutab joonis 124. Püstasendisse kinnitatud magnetpulga kõrvale riputatakse painduv voolujuhe. Pärast voolu lülimist juhtmesse keerdub see kruvijoonena ümber magneti. Voolu suuna muutudes rullub juhe lahti ja keerdub siis uuesti, kuid vastupidise kruvijoonena. Magnet, mis joonisel 122 kirjeldatud katses tiirles ümber juhtme, ei saa siin liikuda. Seevastu hakkab juhe liikuma vastassuunas magneti ümber. Et poolu-



Joon. 124. Painduv voolujuhe keerdub ümber magneti.



Joon. 125. Juhe tiirleb ümber magneti.

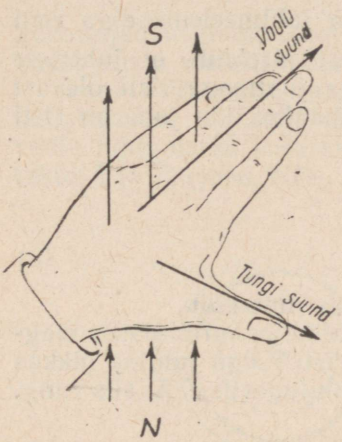


Joon. 126. Juhtme liikumine magnetiväljas.

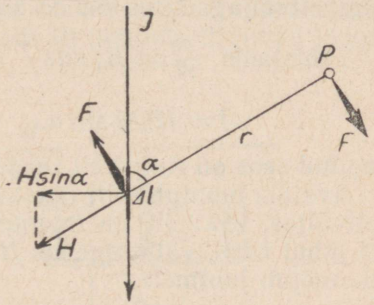
seid on kaks, *N* ja *S*, siis tiirlemissuunad pooluste ümber on vastupidised ja tulemuseks on kruvijoon.

Juhtme pidevaks ümber magneti liikumise demonstreerimiseks võime kasutada joonisel 125 esitatud katseseadist, kus teise pooluse mõju on kõrvaldatud. Punktis *A* vabalt painduv juhe *a* ulatub ühe otsaga elavhõbedaga täidetud vanni, mille põhja läbib magneti üks poolus. Kui juhtida vool läbi juhtme punktide *A* ja *B* kaudu, hakkab juhe tiirlema ümber magneti. Voolu suuna muutudes muutub ka tiirlemissuund.

Liikumissuuna määramiseks kasutame joonisel 126 kujutatud katseseadist. Juhtmetükk *AB* on riputatud U-magneti pooluste vahele nii, et ta võib seal liikuda. Voolu läbimisel juhe *AB* kas



Joon. 127. Vasaku käe reegel.



Joon. 128. Magnetiväljas olevale juhtmele mõjuva tungi arvutamine.

tõukub pooluste vahelt välja või tõmbub sisse, olenevalt voolu ja välja suunast. Joonisel kujutatud juhul toimub liikumine pooluste vahelt välja. Kui püüame juhet pooluste vahele tagasi suruda, siis tunneme märgatavat vastupanu. Liikumise suuna meelespidamiseks võime kasutada nn. vasaku käe reeglit. Kui hoiame vasaku käe nii, et sõrmed näitavad voolu suunas ja magnetivälja tungjooned suubuvad peopessa, siis näitab põial mõjuva tungi (või liikumise) suunda. Tung on risti nii magnetivälja kui ka voolu suunaga.

Tungi suurus on arvutatav, lähtudes §-s 77 esitatud vooluelemendi magnetivälja valemist. Selgituseks kasutame veel joonist 128.

Asugu punktis *P* magnetipoolus tugevusega *m*. Olgu juhtmeelemendi kaugus punktist *P r* ja voolaku juhtmes vool tugevusega

Juhtmeelemendi poolt tekitatud väljatugevus punktis P on §-s 77 toodud valemi põhjal

$$\Delta H = \frac{I\,\Delta l}{r^2} \sin \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Magnetipoolusele mõjuv tung

$$f = m\Delta H = \frac{I\,m\Delta l}{r^2} \sin \alpha. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Tungi suund on risti vooluelemendi ja poolusega määratud tasapinnaga. Niisama suur, kuid vastassuunaline tung mõjub ka vooluelemendile. Avaldis $\frac{m}{r^2}$ tähendab pooluse magnetivälja tugevust kaugusel r poolusest ja avaldis $\frac{m}{r^2} \sin \alpha$ juhtmeelemendiga risti olevat väljatugevuse komponenti. Sellest järeldub, et juhtmele mõjuv tung oleneb ainult väljatugevuse juhtmega risti olevast komponendist. Tung juhtmele on maksimaalne, kui juhe on risti magnetiväljaga, sest siis on $\sin \alpha = 1$.

Tähistame $\frac{m}{r^2} = H$, siis

$$f = IH\Delta l \sin \alpha. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Saadud seos on Ampére'i seaduse matemaatiline kuju.

Avaldis muutub eriti lihtsaks sirge juhtme puhul ühtlases magnetiväljas, kui juhe on magnetiväljaga risti. Olgu juhtme pikkus sel juhul l cm, väljatugevus H Oe ja voolutugevus I A, siis tung, mis mõjub juhtmele

$$f = IHl \text{ düüni}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

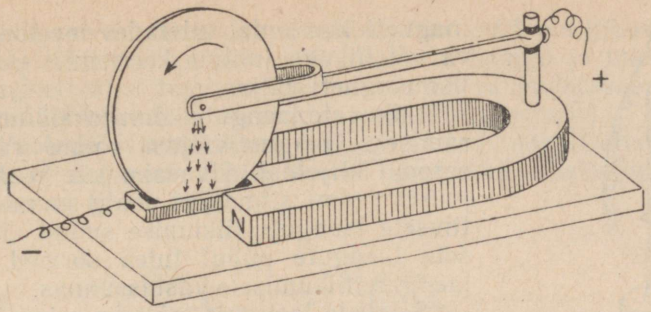
Ühtlases magnetiväljas väljaga risti olevale juhtmele mõjuv tung on võrdeline juhtme pikkusega, väljatugevusega ja voolutugevusega juhtmes.

Kui mõõta väljatugevust A/m-tes, voolutugevust amprites, juhtme pikkust meetrites ja tungi njuutonites, siis on seosel kuju

$$f = \frac{IHl}{4\pi \cdot 10^5} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

83. Magnetivälja mõju liikuvale elektrilaengule. Magnetiväli ei mõju voolujuhtmeile, vaid liikuvaile laengukandjaile, olenemata sellest, kas need liiguvad metalses juhtmes, elektrolüüdis või gaasis.

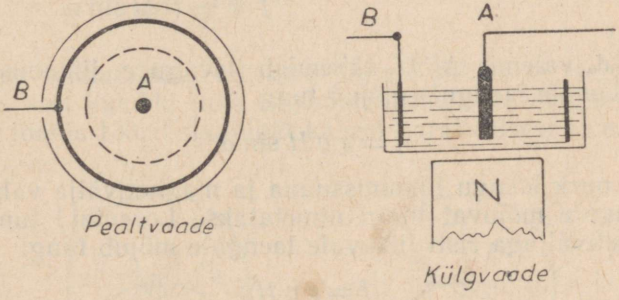
Magnetivälja mõju metallis liikuvaile laengukandjaile võime demonstreerida joonisel 129 esitatud U-magneti pooluste vahel vabalt pöörleva massiivse metallketta abil. Ketta teljel ja alumisel serval asuvate kontaktide kaudu juhitakse vool läbi ketta noolekestega tähistatud teed mööda. Magnetivälja mõjul kalduvad laen-



Joon. 129. Massiivse metallketta pöörlemine magnetiväljas.

gukandjad sirgjoonelisest teest kõrvale risti magnetiväljale ja põrkudes vastu metalli aatomeid panevad ketta pöörlema.

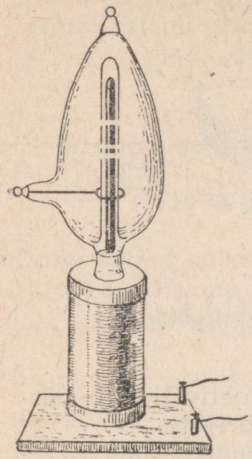
Ioonide liikumist magnetiväljas võime demonstreerida magnetipoolusele asetatud elektrolüüdiga täidetud anumas, millesse voolu juhtimiseks kasutatakse anuma keskel ja äärel olevaid kontakte *A* ja *B* (joon. 130). Kui magnetiväli puudub, liiguvad ioonid



Joon. 130. Katseseadis ioonide liikumise demonstreerimiseks magnetiväljas.

anumas radiaalselt. Magnetivälja mõjul aga hakkavad ioonid liikuma mööda kõverjoonelisi teid, pannes sellega kogu elektrolüüdi keerlema. Positiivsete ja negatiivsete laengukandjate olemasolust hoolimata keerleb kogu vedelik ühes suunas, sest erineva märgiga laengukandjate liikumisteed on vastassuunalised, tungid aga järelikult samasuunalised. Voolu või magnetivälja suuna muutmisel muutub ka pöörlemise suund.

Analoogilise katseseadisega võime näidata ka gaasis liikuvate laengukandjate liikumist magnetiväljas. Vastavat seadist kujutab joonis 131. Hõrendustorus tekitatakse paelakujuline elektrilahendus, mis magnetpulga poolt tekitatud välja mõjul hakkab ümber



Joon. 131. Magnetivälja mõju elektrivoolule hõrendatud gaasides demonstreerimine.

magneti keerlema, tuletades meelde paindu-va või liikuva juhtme keerlemist pulgakujulise magneti väljas.

Liikuvate laengute kõrvalekaldumise määramiseks magnetiväljas võime rakendada eespool kirjeldatud vasaku käe reeglit. Seejuures peame silmas, et voolu suund on positiivsete laengute liikumise suund. Negatiivsete laengute puhul tuleb sõrmed asetada laengute liikumisele vastassuunas.

Seisvale laengule, näiteks seisvale laetud konduktorile magnetiväli mingit mõju ei avalda.

Lähtudes Ampére'i valemist $f = IH\Delta l \sin \alpha$, võime arvutada magnetiväljas liikuvale laengule mõjuva tungi suuruse. Liikugu laeng e ajavahemikul Δt teelõigu Δl võrra. Sellele vastav voolutugevus $I = \frac{e}{\Delta t}$. Samastades Δl Ampére'i seaduses esineva juhtmelõigu pikkusega, saame

$$f = \frac{e}{\Delta t} H \Delta l \sin \alpha.$$

Saadud valemis $\Delta l/\Delta t$ tähendab laengu e liikumiskiirust v. Seega liikuvale laengule mõjuv tung

$$f = e v H \sin \alpha,$$

kus α on nurk laengu liikumissuuna ja magnetivälja vahel. Liikuvale laengule mõjuvat tungi nimetatakse Lorentzi[1] tungiks.

Magnetiväljaga risti liikuvale laengule mõjub tung

$$f = e v H,$$

sest siis $\sin \alpha = 1$. Kui väljatugevus on konstantne, liigub laeng mööda ringjoont, sest sel korral mõjub talle liikumisteega risti olev konstantse suurusega tung. Võrdsustades ringliikumisel esineva tsentrifugaaltungi Lorentzi tungiga, saame

$$\frac{mv^2}{r} = e v H$$

ja pärast taandamist

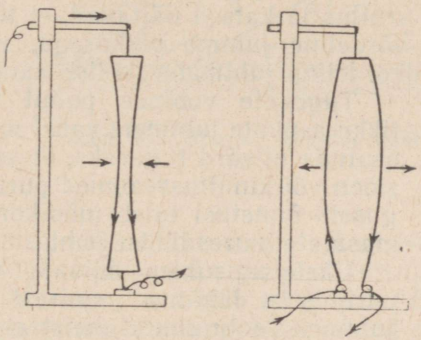
$$r = \frac{m}{e} \frac{v}{H},$$

kus r tähendab ringi raadiust.

[1] Hendrik Antoon Lorentz (1853—1928), hollandi füüsik, elektronteooria rajaja.

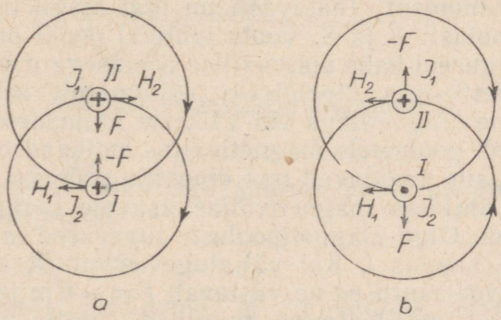
Viimane valem võimaldab raadiuse r abil määrata liikuvate laetud osakeste kiirusi, kui on teada osakeste laengu ja massi suhe ning magnetivälja tugevus. Seda valemit rakendatakse tuumareaktsioonidel esinevate elementaarosakeste uurimisel.

84. Voolude vastastikune mõju. Katsed paralleelvooludega näitavad, et samasuunalised voolud tõmbuvad, vastassuunalised aga tõukuvad (joon. 132).



Joon. 132. Paralleelvoolude vastastikune mõju.

Nähtuse seletamiseks lähtume juhtme liikumise reeglist magnetiväljas, sest kumbki juhe on ümbritsetud oma magnetiväljaga. Kujutagu joonis 133, *a* ristlõiget kahest paralleelsest samasuunali-

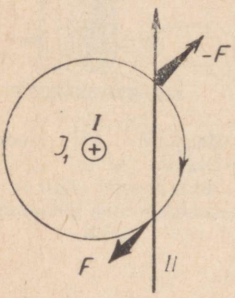


Joon. 133. Juhtmetevahelise tungi määramine paralleelsete voolude puhul.

sest voolust. Voolu suuna märgime meist eemaldumisel ristikesega, lähenemisel punktikesega. Magnetivälja tungjoontest joonestame ainult need, mis läbivad parajasti naaberjuhet. Joonisel 133, *a* on kujutatud voolud eemalduvaina, seega tungjoonte suund langeb

ühte kellaosuti liikumissuunaga. Rakendame mõlema juhtme kohta vasaku käe reeglit. Asetades esimese juhtme puhul sõrmed voolu suunas ja peopesa nii, et teise juhtme tungjooned sellesse suubuvad, näitab pöial teise juhtme poole. Sama reeglit teise juhtme kohta rakendades näitab pöial esimese juhtme poole. Seega juhtmed tõmbuvad.

Rakendades vasaku käe reeglit vastassuunaliste voolude kohta (joon. 133, *b*), veendume, et tungid mõjuvad juhtmeid eemaldavalt. Matemaatiline arutlus ja katsed näitavad, et tõmbe- või tõuketungi suurus on võrdeline juhtme pikkusega, voolutugevuste korrutisega ja pöördvõrdeline juhtmetevahelise kaugusega.



Joon. 134. Tungid ristsuunaliste voolude vahel.

Tugevate voolude puhul võivad lähestikku asuvate juhtmete vahel mõjuvad tungid osutuda niivõrd tugevaks, et juhtmete isolatsioon või kinnitusseadmed purunevad. Niisuguseid õnnetusi tuleb mõnikord ette elektrimasinate juures lühise puhul.

Üksteise suhtes kiivate voolude mõju uurimiseks lähtume joonisest 134. Olgu I juhtmes voolu suund meist eemale ja teises alt üles. Rakendame vasaku käe reeglit tungi suuna määramiseks, millega esimene juhe teist mõjutab. Tungjoone ja voolujuhtme ülemises lõikepunktis on tungi suund eest taha ja alumises tagant ette. Samasuguselt mõjutab II juhe esimest. Sellest järgneb, et vooluga juhtmed püüavad pöörduda nii, et voolud oleksid samasuunalised ja paralleelsed.

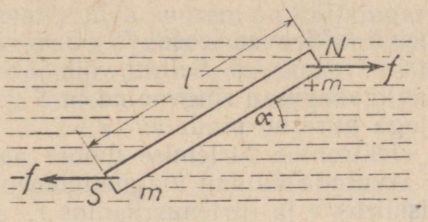
85. Magnetmoment. Teatavasti on igal magnetil kaks võrdse tugevusega poolust: *N* ja *S*. Voolu juhtival poolil on samuti kaks poolust. Seesuguseid kahe magnetilise poolusega moodustisi nimetatakse magnetilisteks dipoolideks, sõltumatult sellest, kas nad esinevad suurte magnetitena või väikeste aatomaarsete ringvooludena. Et dipooli poolustele magnetiväljas mõjuvad tungid on vastassuunalised, siis avaldavad nad dipoolile pööravat mõju.

Arvutame ühtlases magnetiväljas asuvale magnetile mõjuva pöördemomendi. Olgu magnetipooluste tugevused m ja $-m$ ning nendevaheline kaugus l. Kui väljatugevus on H, siis poolustele mõjuvate tungide suurused on vastavalt $f = -Hm$ ja $-f = -Hm$. Tungid f ja $-f$ moodustavad tungipaari, mille pöördemoment $M = fl \cdot \sin\alpha = Hml \sin\alpha$. Korrutist ml nimetatakse magneti magnetiliseks momendiks ehk lühidalt magnetmomendiks. Tungide f ja $-f$ mõjul pöördub magnet nii, et tungid asuvad ühel sirgel, s. o. pööravad dipooli paralleelseks magnetiväljaga. Et tungid on suuruselt võrdsed, siis ühel sirgel asudes on nende resultant null ega mõjuta magnetit liikumapanevalt.

Dipool pöördub ka ebaühtlases väljas. Sel korral on aga tugevamas väljas asuvale poolusele mõjuv tung suurem ja peale pöör-

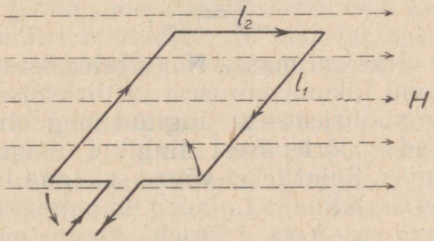
dumist pole resultant null. Seetõttu mõjub magnetile tugevama välja poole suunatud tung.

Järgnevalt arvutame ringvoolu magnetmomendi. Selleks lähtume §-s 82 toodud valemist (4). Arvutuste lihtsustamiseks raken-



Joon. 135. Magnetmomendi määramine.

dame seda joonisel 136 kujutatud nelinurksele voolukontuurile, mille risti olevate külgede pikkused olgu vastavalt l_1 ja l_2. Ühele väljaga risti asuvale juhtmele l_1 mõjub tung $f = I H l_1$, teisele niisama suur, kuid vastassuunaline tung, sest voolud on vastassuunalised. Seega pöördemoment $M = l_2 f = I H l_1 l_2$.



Joon. 136. Voolukontuur magnetiväljas.

Korrutis $l_1 l_2$ tähendab aga juhtme poolt piiratud pindala S. Seega võime kirjutada

$$M = IHS. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Saadud seosest järeldame, et ringvoolule, mille tasapind on paralleelne magnetiväljaga, mõjuv pöördemoment on võrdeline voolutugevusega, väljatugevusega ja voolu poolt piiratud pindalaga. Kui viimase tasapind pole väljaga paralleelne, vaid moodustab sellega nurga α, siis vastav pöördemoment

$$M = IHS \cos \alpha. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Suurema pöördemomendi saamiseks võime ühe keeru asemel mähkida mitu, nii nagu seda tehakse elektrimõõteriistade ja -mootorite

valmistamisel. Võrreldes tulemust magnetilisele dipoolile mõjuva pöördemomendiga, näeme, et siin asendab magnetmomenti korrutis IS. Seega juhtmekeeru pöördemoment sarnaneb magnetpulga omaga, kuigi keerul puudub magnetpulgale omane poolustevaheline kaugus.

Magnetmomendi määravas seoses IS puuduvad voolurada lähemalt iseloomustavad suurused. Sellest võib järeldada, et magnetmomente omavad igasugused ringvoolud ja S võib tähendada igasuguse voolurajaga piiratud pindala.

Samastades elektronide tiirlemise ümber aatomi tuuma ringvooluga, võime arvutada aatomi magnetmomendi. Olgu elektroni laeng e, liikumiskiirus v ja tiirlemisraadius r, siis tuuma ümber tiirleva elektroni poolt tekitatud ringvoolu tugevus

$$I = \frac{ev}{2\pi r}.$$

Sellise voolu poolt tekitatud magnetmoment

$$M_m = I\pi r^2 = \frac{1}{2} e r v.$$

Tavaliselt arvutatakse magnetmomendi ja pöörlemishulga suhe

$$\frac{M_m}{mvr} = \frac{e}{2m},$$

kus m tähendab elektroni massi. Nagu tulemusest nähtub, on suhe sõltumatu elektroni liikumiskiirusest ja tiirlemisraadiusest.

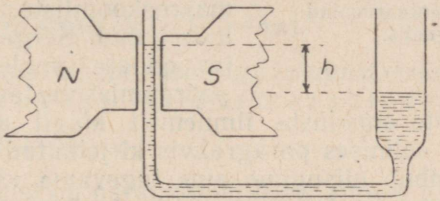
Lisaks elektroni tiirlemisest tingitud magnetmomendile esineb veel elektroni enda pöörlemisest tingitud magnetmoment, mida nimetatakse spiniks. Spini teket võime seletada lähtudes oletusest, et elektron on kerakujuline ja ta laeng on paigutatud ühtlaselt kera pinnale, kusjuures see kera pöörleb. Magnetmomendi ja pöörlemishulga suhe on viimasel juhul e/m, s. o. kaks korda suurem kui tiirlemisel.

Kuna magnetmoment on vektoriline suurus, siis aatomite, ioonide ja molekulide magnetmomendid on arvutatavad elektronide tiirlemisest ja pöörlemisest tingitud magnetmomentide geomeetrilise summana. Ka aatomite tuumad omavad magnetmomente, mida tuleb arvestada kogu aatomi magnetmomendi määramisel.

86. Para-, dia- ja ferromagnetilised ained. Katsed näitavad, et magnetivälja tungid mõjuvad mitte üksnes magneteile ja elektrivooludele, vaid kõigile aineile. Enamikule aineist on magnetivälja mõju niivõrd nõrk, et selle kindlakstegemine nõuab eriti tugevaid välju ja tundlikke aparaate.

Katsetamiseks küllaldase tugevusega välju saame tekitada elektromagneti pooluste vahel. Seejuures selgub, et osa aineid tõmbub tugevama välja, s. o. pooluste poole, teine osa aga tõukub pooluste vahelt eemale. Demonstreerimiseks sobib pooluste vahel niidi otsas

rippuv vismutkuulike, mis tõukub pooluste vahelt välja. Tõmbumist on lihtne näidata näiteks $MnCl_2$ lahusega U-torus, mille üks haru asub pooluste vahel ja teine sellest võimalikult kaugel (joon. 137). Magnetivälja mõjul tõuseb vedeliku nivoo poolustevahelises harus seda kõrgemale, mida suurem on väljatugevus. Seda meetodit rakendatakse sageli väljatugevuse mõõtmiseks. Aineid, millele magnetiväli mõjub tõmbavalt, nimetatakse paramagnetilisteks aineteks, ja aineid, millele magnetiväli mõjub tõukavalt, diamagnetilisteks.



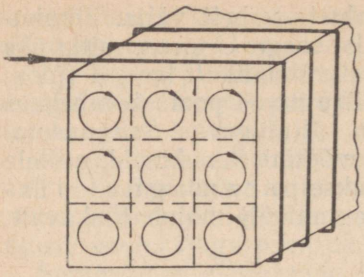
Joon. 137. Paramagnetiline vedelik magnetiväljas.

Nimetuste kergemaks meelespidamiseks võib kasutada järgmist juhist: paramagnetilisest ainest varb pöördub ühtlases väljas väljaga paralleelseks, diamagnetiline aga risti, s. o. välja läbimõõdu — diameetri sihis.

Aineid, nagu raud, millele magnetiväli avaldab tugevat tõmmet, nimetatakse ferromagnetilisteks aineteks.

87. Ampére'i magnetismiteooria. Püsivmagneti ja solenoidi magnetiväljade võrdlemisel ilmneb nende suur sarnasus, mis vihjab asjaolule, et ka püsivmagnetite välja põhjuseks võib olla elektrivool. Et püsivmagneti jaotamine väiksemateks osadeks ei hävita osakeste magnetilisi omadusi, siis tuleb oletada vastavate voolude olemasolu ka väikestes piirkondades, nn. elementaarmagnetites. Kogu magnet koosneks siis ühesuunaliselt paiknenud elementaarmagnetitest, milles ringlevad nn. elementaarvoolud.

Niisuguse elementaarvoolude teooria esitas Ampére püsivmagnetite omaduste seletamiseks. Sel ajal puudusid teooriale tõendid, sest lakkamatult takistuseta voolavaid voole ei tuntud. Tänapäeval osutub teooria sisuliselt õigeks. Elementaarvooludena vaadeldakse elektronide tiirlemist ümber aatomi tuuma ja pöörlemist oma telje ümber. Arvestamata voolude algupära, võime kujutada neid ringvooludena ja nimetada elementaarmagnetiteks. Joonisel 138 on kujutatud ringvoolud magnetpulgas või solenoidi sisse paigutatud südamikus otsvaates. Noolekesed ringil näitavad voolu suunda. Nagu jooniselt ilmneb, on naaberpiirkondade kokkupuutekohtades voolud vastassuunalised ja nende magnetiväljad hävivad vastastikku. Säilivad aga voolude magnetiväljad väli-



Joon. 138. Elementaarvoolud püsivmagnetis.

pinnal. Niisugune vool välispinnal on analoogiline solenoidiga, millega seletubki solenoidi sarnanemine püsivmagnetile. Harilikus olekus paiknevad elementaarmagnetid korrapäratult, mille tulemusena nende momentide summa on null. Magnetiväli mõjub elementaarmagneteile ja -vooludele samuti tungiga, nii nagu nägime seda makroskoopiliste magnetite ja voolude puhul. Seega on magnetiväljas oodata molekulaarmagnetite pöördumist vastavalt välja suunale ja magnetiliste omaduste ilmnemist kõigil aineil, nii nagu seda kinnitavad eelmises paragrahvis kirjeldatud katsed. Ebaühtlases väljas tõmbub niisugune aine tugevama välja poole, nagu seda teevad para-, ja ferromagnetilised ained. Diamagnetiliste ainete juures esineb aga vastupidine nähtus, mille seletamiseks tuleb oletada molekulaarmagnetite pöördumist väljaga vastassuunaliseks.

Nähtuse täpsem selgitus nõuab elektromagnetilise induktsiooni ja aatomi ehituse tundmist.

88. Magnetiline induktsioon. Läbitavus. Vastuvõtlikkus. Eelmises paragrahvis kirjeldatust järgneb, et magnetivälja mõjul elementaarvoolud orienteeruvad, mis tekitab aine pindkihis kindlasuunalise elektrivoolu ja seega ka magnetivälja.

Para- ja ferromagnetilistel ainetel on tekkinud magnetiväli samasuunaline esialgse väljaga, diamagnetilistel ainetel aga vastassuunaline.

Nähtuse täpsemaks kirjeldamiseks kasutame pooli, millesse on paigutatud uuritavast ainest südamik. Seejuures kogu nähtus ei muutu oluliselt, kui paigutame pika pooli üleni ainesse, sest väljaspool pooli on väljatugevus praktiliselt null ja arvesse tuleb ainult pooli seesmine väli.

Voolu mõjul tekib poolis magnetiväli tugevusega (vaata § 81, valem 3)

$$H = 4\pi \frac{nI}{l}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus voolutugevus on väljendatud cgsm-süsteemi ühikuis.

Sellele lisandub aines tekkinud väli

$$H' = 4\pi I_0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

kus I_0 on molekulaarvoolu tugevus pikkusühiku kohta, s. o. aine magneetuvus. Seega väli poolis on

$$H + H' = B, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

mida nimetame magnetiliseks induktsiooniks.

Et välja mõjul kindlasuunaliselt paiknenud molekulaarvoolude tugevus aines on võrdeline väljatugevusega H, siis

$$I_0 = \varkappa H, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

kus $\varkappa$ tähendab võrdetegurit, mida nimetatakse magnetiliseks vastuvõtlikkuseks ehk sustseptiibluseks.

Tegur $\varkappa$ on ainele iseloomulik suurus. Paramagnetilistel ainetel $\varkappa > 0$ ja diamagnetilistel $\varkappa < 0$. Vaakuumis, kus aine puudub, on $\varkappa = 0$.

Seoseist (2), (3) ja (4) järgneb, et

$$B = H + 4\pi\varkappa H = H(1 + 4\pi\varkappa). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Tegurit $1 + 4\pi\varkappa$ tähistatakse μ-ga ja nimetatakse aine magnetiliseks läbitavuseks ehk permeaabluseks.

$$1 + 4\pi\varkappa = \mu. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Olenevalt $\varkappa$ märgist on paramagnetilistel ainetel $\mu > 1$ ja diamagnetilistel $\mu < 1$.

Seega

$$B = \mu H. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Isotroopseis aineis on ka $\vec{B} = \mu\vec{H}$.

Tabel 4

Mõnede ainete magnetilisi läbitavusi ja vastuvõtlikkusi.

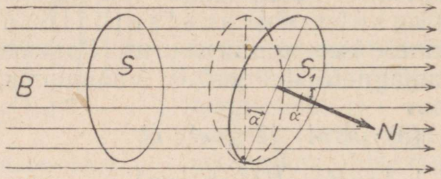
	μ	$\varkappa$
Alumiinium	1,000 023	0,000 0018
Hapnik	1,000 0019	0,000 00015
Plaatina	1,000 360	0,000 029
Õhk	1,000 0004	0,000 000 029
Elavhõbe	0,999 967	— 0,000 0026
Vask	0,999 988	— 0,000 0009
Vesi	0,999 991	— 0,000 0007
Vismut	0,999 824	— 0,000 015

Nagu tabelist nähtub, on $\varkappa$ väga väike ja μ seetõttu vähe erinev ühest. Järelikult ainetes on keskkonna mõju magnetiväljale äärmiselt väike ning jääb enamikul juhtudel tähelepandamatuks.

Magnetiline induktsioon on võrdeline väljatugevusega ja kujutatav samuti joonte abil, mida nimetame induktsioonjoonteks. Induktsioonjooned on jooned, mille puutuja antud punktis näitab induktsioonivektori B sihti. Induktsioonjoontele risti asetatud pinnaühikut läbiv joonte arv määrab induktsiooni suuruse B vaadeldavas pinnas.

Kogu pinda läbivat induktsioonjoonte arvu nimetatakse magnetivooks läbi selle pinna.

Kui pind, mille suurus on S, on kõikjal risti induktsioonjoontega B, siis magnetivoog $\Phi = B \cdot S$. Kui aga vaadeldav pind S_1 on kaldu induktsioonjoontega ja pinna normaal N moodustab joontega nurga α, siis magnetivoog läbi selle pinna $\Phi_1 = B \cdot S_1 \cos \alpha$.



Joon. 139. Magnetivoo arvutamine.

Mingit pinda läbiv magnetivoog tähendab seda pinda läbivat induktsioonjoonte arvu. Seega on magnetivoo mõõtühikuks üks joon, mida nimetatakse ka maksvelliks ja tähistatakse Mx (J. C. Maxwelli nime järgi).

$$1 \text{ Mx} = 1 \text{ Gs} \cdot \text{cm}^2.$$

mksm-süsteemis on magnetivoo mõõtühikuks 1 veeber, mida tähistatakse Wb (W. E. Weberi [1] nime järgi).

$$1 \text{ Wb} = 10^8 \text{ Mx}.$$

Lähtudes valemist $\Phi = B \cdot S$, saame $B = \frac{\Phi}{S}$. Siin B tähendab joonte arvu pinnaühiku kohta, s. o. joonte tihedust. Seepärast nimetatakse suurust B ka magnetivoo tiheduseks. cgsm-süsteemis on magnetivoo tiheduseks joonte arv ühe ruutsentimeetri kohta, mida mõõdetakse gaussides (K. F. Gaussi nime järgi tähistatakse seda ühikut Gs).

Magnetilise induktsiooni B põhjustajaks on magnetiväli H, mille suuruse määrab vastav elektrivoolu tugevus. Neist kaalutlustest lähtudes nimetatakse suurust H, mis põhjustab magnetivoo tiheduse B, magnetiliseks eriergutuseks.

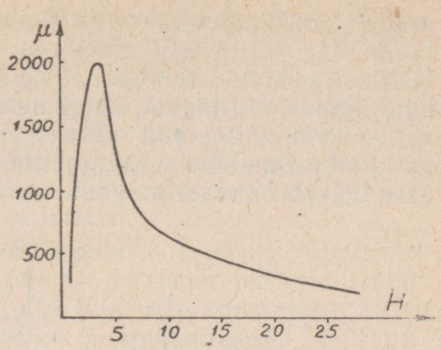
89. Ferromagnetiliste ainete läbitavus. Silmapaistvalt erinevad teistest ainetest oma magnetiliste omaduste poolest nn. ferromagnetilised ained. Kõigepealt ilmneb, et nende läbitavus μ ulatub sadadesse ja tuhandetesse. Peale selle selgub, et nende ainete läbitavus pole konstantne, vaid sõltub väljatugevusest H ja sellest, kas aine oli juba varem magneeditud.

Ei arvutada magnetilist induktsiooni B, peame teadma μ väärtusi erinevail väljatugevustel.

---

[1] Wilhelm Eduard Weber (1804—1891), saksa füüsik, cgs-süsteemi põhjendajaid.

Esimesena uuris vastavat olenevust A. G. Stoletov 1872. a. raua juures. Graafiliselt kujutab läbitavuse olenevust väljatugevusest joonis 140. Vastavat kõverat nimetatakse ka Stoletovi kõveraks.



Joon. 140. Läbitavuse olenevus väljatugevusest.

Nagu joonisest nähtub, omab μ teatud väljatugevusel maksimumi ja kahaneb edasisel väljatugevuse suurenemisel märgatavalt. Mõnes suhtes iseloomustab ferromagnetilisi aineid maksimaalne läbitavus μ_m.

Üldiselt pole μ_m isegi samal ainel üks ja sama suurus, vaid oleneb suurel määral aine puhtusest ja valmistusviisist. Seepärast tuleb tabelis 5 esitatud arve pidada ainult orienteeruvaiks andmeiks.

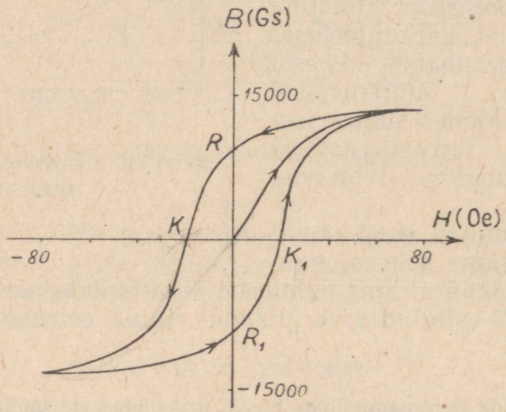
Tabel 5

Mõnede ferromagnetiliste ainete maksimaalseid läbitavusi.

Keemiliselt puhas raud	18 500
Tavaline raudplekk	7000 — 9 000
Raua sulam räniga	60 000
Nikkel	296
Koobalt	177
Permalloi (Ni 78,5% + Fe 21,5%)	100 000

90. Hüsterees. Jääkmagnetism. Koertsitiivjõud. Et ferromagnetiliste ainete läbitavus μ sõltub väljatugevusest, siis pole induktsioon B väljatugevusega H võrdeline. B olenevust väljatugevusest H võime uurida mitmesuguste meetoditega. Näiteks paigutame pooli sisse uuristavast ainest südamiku ja muudame voolutugevust poolis. Voolutugevusest ja pooli mõõtmeist võime arvutada H. Mõõtes igale H väärtusele vastava B, võime konstrueerida graafiku, mis annab ülevaate mitmest ferromagnetilise aine omadusest. Joonisel 141 on kujutatud vastav olenevus, kusjuures B-telje mõõtühik on 1000 korda vähendatud. Katseid on alustatud neutraalse mittemagneeditud ferromagnetilise ainega. Vastav kõver lähtub siis koordinaatide algusest, ja nagu ta kujust nähtub, suureneb B esialgu väga kiiresti, kuid hiljem H edasisel suurenemisel vaevalt märgatavalt. Siis on saavutatud magneetumise kõrgem aste — küllastumine, see tähendab, et kõik elementaarmagnetid on pöördunud välja suunas. Kui nüüd väljatugevust järk-järgult väljendada, siis kulgeb olenevust kujutav kõver ülalpool esialgset kõverat. H muutumisel nulliks säilib teatav B väärtus, mida kujutab graafikul punkt R. See tähendab, et ferromagnetiline aine on magnetivälja mõjul muutunud püsivmagnetiks. Säilinud magnetilist

induktsiooni nimetatakse remanentsiks ehk jääkmagnetismiks. Erinevail aineil on jääkmagnetismi suurus erinev. Nähtust seletame sellega, et kõik elementaarmagnetid ei pöördunud algolekusse tagasi, kuigi neid pööranud väli kadus. Jääkmagnetismi võime kaotada näiteks põrutamisega või kuumutamisega, mille mõjul molekulaarmagnetite paigutuses kaob korrapärasus ja aine lakkab olemast magnet.



Joon. 141. Hüstereesikõver.

Jääkmagnetismi võime kaotada ka väljatugevuse suuna muutmisega. Kui suurendada väljatugevust negatiivses suunas, lõikab kõver H telge punktis K. See punkt määrab väljatugevuse, mis on vajalik jääkmagnetismi kaotamiseks; vastavat H väärtust nimetatakse koertsitiivjõuks. Koertsitiivjõu suurus iseloomustab magneti vastupanu demagneetivatele mõjudele. Mida suurem on punktile K vastav väljatugevus H, seda püsivam on magnet välismõjude suhtes.

Edasine H suurendamine negatiivses suunas viib analoogilisele küllastusele, nagu nägime positiivses suunas. Vähendades nüüd väljatugevust uuesti nullini ja suurendades siis positiivses suunas esialgse tugevuseni, saame olenevuse, mida kujutab alumine kõver, mis vastab täpselt ülemisele, kui viimast pöörata 180° koordinaatide alguse ümber. Esialgne nullpunktist lähtuv kõver vastab mittemagneeditud ferromagnetilisele ainele. Kui perioodiliselt korrata väljatugevuse muutust $+H$ ja $-H$ vahel, ei läbi kõver nullpunkti, vaid moodustab silmuse, mida nimetatakse hüstereesisilmuseks ehk -kõveraks. Nähtust ennast nimetatakse hüstereesiks.

Erinevail aineil on hüstereesikõver vägagi erinev. Silmuse pindala on võrdeline ümbermagneetimiseks vajaliku energiaga. See on eriti tähtis vahelduvvoolu tehnikas, kus toimub masinate raudsüdamikkude järjekindel ümbermagneetimine vahelduvvoolu sagedu-

sega, mis põhjustab energiakadu, mida nimetatakse hüstereesikaoks. Seepärast kasutatakse transformaatorite ja dünomote ehitamisel rauda, mille hüstereesisilmuse pindala on väike. Aineil, millest valmistatakse püsivmagneteid, peab olema suur jääkmagnetism ja koertsitiivjõud. Neil aineil on siis ka hüstereesisilmuse pindala suur. Püsivmagneteid valmistati varem suure süsinikusisaldusega terasest, millele lisandati kroomi, volframit või koobaltit. Tänapäeval valmistatakse tugevaid püsivmagneteid peamiselt alumiiniumi, nikli ja koobalti sulamist.

91. Ferromagnetiliste ainete eriomadusi. Eespool õppisime tundma terve rea omadusi, mille poolest ferromagnetilised ained teistest erinevad. Nende läbitavus $\mu \gg 1$ ja pole konstantne, vaid oleneb väljatugevusest ning eelnenud magneetimisest. Neid on võimalik magneetida küllastumiseni ja kasutada kui püsivmagneteid.

Edasi ilmneb, et ferromagnetiliste ainete hulka kuuluvad mitte ainult raud, nikkel, koobalt ja nende sulamid, vaid veel terve rida sulameid, mille ükski komponent eraldi pole ferromagnetiline. Tuntumad neist on vase, mangaani ja alumiiniumi sulamid, plaatina ja kroomi sulam teatud kontsentratsioonivahemikus jt.

Ferromagnetilisi aineid iseloomustab veel nende eriomaduste järsk kadumine temperatuuri tõustes üle teatud punkti, nn. C u r i e' p u n k t i[1]. Selle temperatuuri ületamisel muutub ferromagnetiline aine tavaliseks paramagnetiliseks aineks. Erinevail aineil on Curie' punkt vägagi erinev, näiteks raual 769° C, niklil 360° C ja koobaltil 1100° C. Mõnel sulamil on see temperatuur isegi alla 100° C.

Magnetivälja mõjul muutuvad ferromagnetiliste ainete mõõtmed. Seda nähtust nimetatakse m a g n e t o s t r i k t s i o o n i k s. Näiteks raudvarb suureneval magneetumisel esialgu pikeneb, saavutab siis maksimaalse pikkuse ja tõmbub hiljem kokku, isegi lühemaks esialgsest pikkusest.

Kõik ferromagnetilised ained on tahkes olekus. See vihjab asjaolule, et ferromagnetism pole aatomite ja molekulide, vaid kristallide omadus. Pealegi pole ferromagnetiliste elementide keemilisist ühendeist kuigi paljud ferromagnetilised.

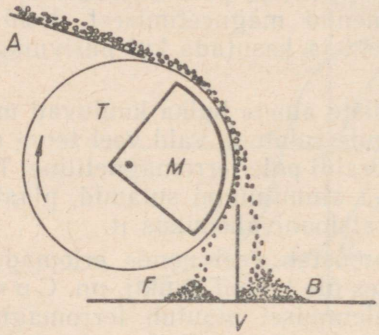
Ferromagnetilistes ainetes esinevad väikesed piirkonnad, nn. domeenid, mille ulatuses kõik elementaarmagnetid on paralleelsed. Domeenide suurus sõltub aine kristalliseerumise astmest, olles ruumalalt 10^{-6}—10^{-2} cm^3. Magneetimata ferromagnetilises aines on domeenid üksteise suhtes paigutatud korrapäratult ja nende magnetiline kogumõju on null. Magnetivälja mõjul pöörduvad domeenid tervikuna välja suunda, mille tulemusena ferromagnetiline aine tugevas magnetiväljas magneetub küllastuseni.

---

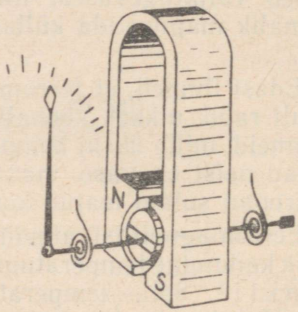
[1] P i e r r e C u r i e (pjäär kürii) (1859—1906), füüsikaprofessor Pariisis. Avastas koos oma abikaasa Marie Sklodowska-Curie'ga raadiumi.

92. Magnetiline separaator. Magnetiliseks separaatoriks nimetatakse seadist, mille abil on võimalik pulbriliste või teraliste ainete segudest eraldada ferromagnetilisi aineid. Selleks kasutatakse kas elektro- või püsivmagneteid, mille pooluste lähedalt juhitakse mööda ferromagnetilistest ainetest puhastatav segu. Joonis 142 selgitab seadise töötamise põhimõtet.

Mööda alust *A* libiseb puhastatav segu pöörlevale trumlile *T*, milles asub seisev magnet *M*. Ferromagnetilised ained tõmmatakse trumli külge, kus nad liiguvad edasi üle vaheseina *V* ja langevad hunnikusse *F*. Mittemagnetiline osa segust langeb aga kohe alla hunnikusse *B*.



Joon. 142. Magnetiline separaator.



Joon. 143. Magnetoelektrilise mõõteriista skeem.

Separaator on kasutatav näiteks umbrohu seemnete eraldamiseks viljateradest. Selleks segatakse puhastatavad terad peene rauapuruga, mis kergesti liibub karvaste umbrohuseemnete külge, kuid ei jää siledate terade külge. Niisugust segu läbi separaatori lastes langevad umbrohu seemned koos rauapuruga hunnikusse *F* ja viljaterad hunnikusse *B*.

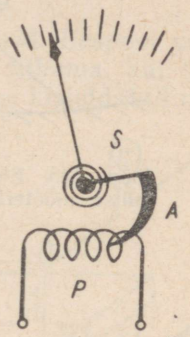
93. Elektrivoolu mõõteriistad. Elektrivoolu mõõtmiseks kasutatakse enamikul juhtudel voolu magnetilist toimet. Sel põhimõttel töötavad mõõteriistad jaotatakse kolme liiki.

1. Magnetoelektriline ehk pöördpool-mõõteriist. Riista põhiosaks on tugev püsivmagnet, mille pooluste *N* ja *S* vahel asub suure keerdude arvuga pöörduv pool, millest juhitakse läbi mõõdetav vool. Magnetivälja ühtlustamiseks ja tugevdamiseks on poolis rauast silinder. Pooli tasakaaluasendi määravad kaks spiraalvedru, mille kaudu juhitakse pooli ka vool (joon. 143). Voolu läbiminekul püüab pool pöörduda nii, et tema magnetiväli oleks paralleelne püsivmagneti väljaga. Pöördenurk on võrdeline voolutugevusega ja seetõttu on mõõteriista skaala jaotus ühtlane. Et hälbe suund oleneb voolu suunast, on riist otseselt rakendatav ainult alalisvoolu mõõtmiseks. Kui riista nulltäpp pole skaala kes-

kel, siis tuleb riist lülida nii, et vooluallika positiivne poolus oleks ühendatud riista plussiga tähistatud klemmiga ja negatiivne poolus vastavalt miinusega.

Kirjeldatud mõõteriista suure mõõtmistäpsuse tõttu rakendatakse teda ka vahelduvvoolu mõõtmiseks, kusjuures mõõdetav vool enne alaldatakse.

2. Elektromagnetiline ehk pehmeraud-mõõteriist. Riista põhiosaks on koos osutiga liikuv pehme raua tükike *A*, mis tõmbub pooli *P* sisse, kui viimast läbib elektrivool (joon. 144). Tõmbetungi suurus oleneb pooli läbiva voolu tugevusest, kuid on sõltumatu voolu suunast. Järelikult on mõõteriist kasutatav ka vahelduvvoolu mõõtmiseks. Osutit hoiab nullseisus vedru *S*. Sageli on pooli asetatud kaks rauatükki: üks on kinnitatud liikumatult, teine aga — liikuv rauatükk — on ühendatud osutiga. Voolu läbiminekul magneetuvad mõlemad ühesuunaliselt ja tõukuvad. Skaala on ebaühtlase jaotusega. Elektromagnetiline mõõteriist on vähem täpne kui magnetoelektriline. Et riistal puuduvad liikuvad voolu juhtivad osad, siis on riist mehaaniliselt tugev ja pole eriti tundlik ülekoormamise suhtes. Kasutatakse peamiselt vahelduvvoolu mõõtmiseks.



Joon. 144. Pehmeraud-mõõteriista skeem.

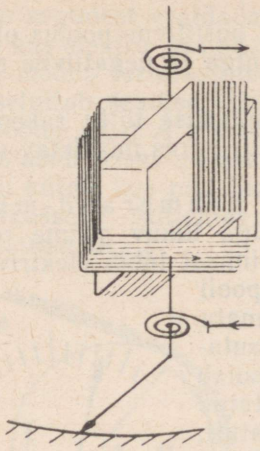
3. Elektrodünaamiline mõõteriist koosneb kahest poolist — seisvast ja osutiga ühendatud liikuvast poolist. Töötamise põhimõte on analoogiline magnetoelektrilise mõõteriista omaga, ainult püsivmagneti asemel on siin seisvas poolis voolu läbiminekul tekkiv magnetiväli.

Kasutades riista voolutugevuse või pinge mõõtmiseks, lülitatakse mõlemad poolid järjestikku või paralleelselt. Voolu läbiminekul tekib mõlemas poolis magnetiväli ja liikuv pool püüab pöörduda nii, et mõlemad magnetiväljad oleksid paralleelsed. Pooli ja ühtlasi osutit hoiavad nullseisus vastavad spiraalvedrud. Voolu suuna muutmisel muutub välja suund korraga mõlemas poolis ja seetõttu jääb hälve endiseks. Järelikult on riist sobiv nii alalis- kui ka vahelduvvoolu mõõtmiseks. Skaala on ebaühtlase jaotusega, sest hälve on võrdeline voolutugevuse ruuduga. Riista kasutatakse vahelduvvoolu täpseks mõõtmiseks, sagedamini aga vattmeetrina elektrivoolu võimsuse mõõtmiseks.

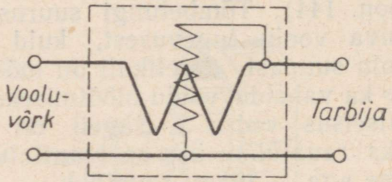
Võimsuse mõõtmisel juhitakse mõõdetav vool läbi jämedast traadist mähisega pooli ja mõõdetava pingega võrdeline vool läbi suure keerdude arvuga ja takistusega pooli (joon. 145).

Seega on väljatugevus ühes poolis võrdeline voolutugevusega ja teises poolis pingega. Pöördemoment aga on võrdeline voolutugevuse ja pinge korrutisega, s. o. voolu võimsusega.

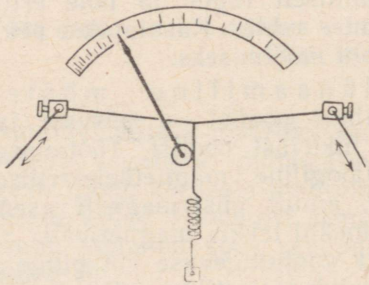
4. Kuumtraat-mõõteriist. Eespool kirjeldatud mõõte-



Joon. 145. Elektrodünaamilise mõõteriista skeem.



Joon. 146. Vattmeetri lülitus.



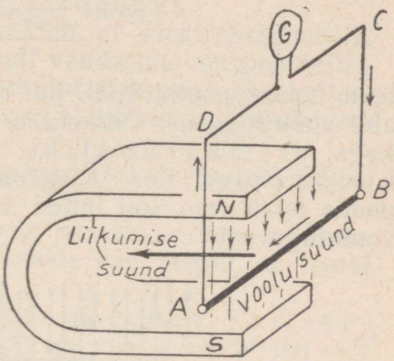
Joon. 147. Kuumtraat-mõõteriist.

riistadega pole võimalik mõõta kõrgsagedusvoolusid. Viimaste mõõtmiseks kasutatakse kuumtraat-mõõteriistu, mis sobivad ka madalsagedus- ja alalisvoolu mõõtmiseks, kuid mida seal tavaliselt ei kasutata, kuna nad ei kannata ülekoormamist.

Kuumtraat-mõõteriista (joon. 147) töötamine põhineb voolu soojuslikul toimel. Mõõdetav vool juhitakse läbi traadi, mis soojeneb vastavalt voolutugevusele ja pikeneb. Pikenemine kantakse üle skaala kohal asuvale osutile.

IV. ELEKTROMAGNETILINE INDUKTSIOON

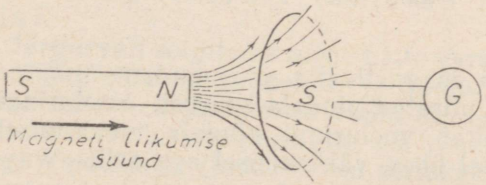
94. Elektromagnetilise induktsiooni põhikatseid. Eespool veendusime, et magnetivälja asetatud juhe hakkab liikuma, kui teda läbib elektrivool (vt. § 82). Tekib küsimus — kas kirjeldatud nähtus on ka ümberpööratav, s. o. kas juhtmes tekib elektrivool, kui teda liigutada magnetiväljas? Vastuse sellele küsimusele saame järgmistest, nn. induktsiooni põhikatsetest.



Joon. 148. Induktsioonivoolu tekkimine juhtmes.

1) Kui liigutada juhet *AB* magnetiväljas nii, et ta lõikab tungjooni, siis näitab vooluringi lülitatud galvanomeeter *G* voolu (joon. 148). Liigutades aga juhet *AB* rööbiti tungjoontega, galvanomeeter voolu ei näita.

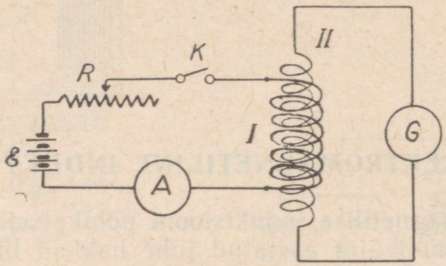
2) Magnetipooluse lähendamisel (või eemaldamisel) paigalseisvale vooluringile tekib viimases vool, mille suund sõltub pooluse liikumise suunast (joon. 149). Vool tekib ka siis, kui nihutada vooluringi ja poolust teineteisele lähemale või teineteisest kaugemale. Galvanomeeter näitab seda tugevamat voolu, mida kiiremini toimub liikumine.



Joon. 149. Magnetipooluse eemaldamisel või lähendamisel tekib vooluringis vool.

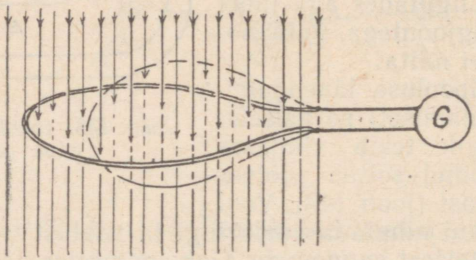
3) Seni käsitlesime katseid, kus voolu saamiseks tuli liigutada juhet või magnetipoolust. Voolu on aga võimalik tekitada ka siis, kui ei liigu juhe ega ka magnetipoolus.

Selle näitamiseks võtame pooli ja ühendame ta lülija *K* ja reostaadi *R* kaudu vooluallikaga *E* (joon. 150). Paigutame selle pooli sisse teise pooli, mis on ühendatud galvanomeetriga *G*. Voolu lülimise või katkemise hetkel näitab galvanomeeter voolu. Samuti



Joon. 150. Voolu tekkimine sekundaarpoolis primaarvoolu muutumisel.

tekib teises poolis vool, kui muuta esimeses poolis reostaadi *R* abil voolutugevust. Nimetame pooli, mis on ühendatud vooluallikaga, p r i m a a r p o o l i k s, teist aga, milles vool tekib, — s e k u n d a a r p o o l i k s. Kirjeldatud katsest järeldub, et sekundaarpoolis tekib vool, kui lülida, katkestada või muuta primaarpoolis voolutugevust.



Joon. 151. Vooluringi pindala muutumisel tekib vool.

4) Paigutame vooluringi magnetivälja ja muudame juhtme venitamise teel tema poolt piiratud pindala suurust. Vooluringi lülitatud galvanomeeter näitab vooluringi pindala muutumisel voolu — pindala suurenemisel ühes, vähenemisel aga sellele vastassuunas (joon. 151).

Eespool kirjeldasime mõningaid katseid voolu tekkimise kohta vooluringis. Ühtede katsete puhul tekib vool juhtme või magnetipooluse liikumisel, teiste katsete puhul aga primaarvoolu lülimisel, katkestamisel või voolutugevuse muutmisel (kolmandas punktis

kirjeldatud katse). Küsimusele, mis on nende katsete puhul voolu tekkimise põhjuseks, võime vastata järgmiselt: *vool tekib siis ja ainult siis, kui muutub juhtme poolt piiratud pinda läbiv magnetivoog (induktsioonivoog).*

Seda väidet kinnitab otseselt viimasena kirjeldatud katse (katse 4), mille puhul vooluringi pinna suurendamisel või vähendamisel tekib vool. Esimesel juhul magnetivoog juhtme poolt piiratud pinnas väheneb, teisel aga suureneb; see magnetivoo muutumine tekitabki voolu. Ka ülejäänud katsed kinnitavad, et juhtme liikumisel magnetiväljas (katse 1), pooluse või juhtme liikumisel üksteise suhtes (katse 2), primaarvoolu lülimisel, tugevuse muutmisel või katkestamisel (katse 3) muutub magnetivoo suurus läbi juhtme poolt piiratud pinna, mille tulemusena tekib vool.

Nähtust, kus muutlik magnetivoog läbi juhtme poolt piiratud pinna tekitab vooluringis voolu, nimetatakse *elektromagnetiliseks induktsiooniks*, vastavat elektromotoorset jõudu (emj) — *indutseeritud elektromotoorseks jõuks* ja vastavat voolu — *indutseeritud vooluks*.

Kirjeldatud katseist (1 ja 2) järeldub, et elektromagnetilise induktsiooni tähtsus energia seisukohalt vaadatuna seisneb selles, et ta võimaldab muuta mehaanilist energiat elektrienergiaks. Ilma elektromagnetilist induktsiooni tundmata oleks kaasaegne elektrotehnika mõeldamatu.

Elektromagnetilise induktsiooni avastas 1831. a. tuntud inglise füüsik M. Faraday.

95. Lenzi juhis. Indutseeritud voolu suunda saame määrata mitmel viisil. Neist levinumad on vasaku käe reegel ja Lenzi juhis.

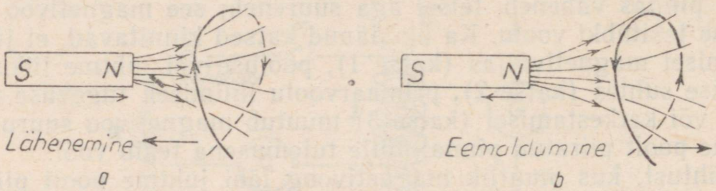
Vasaku käe reeglit võime sõnastada järgmiselt: *kui asetada vasak käsi nii, et peopesa on pööratud N-pooluse poole (magnetivälja tungjooned suubuvad peopessa) ja väljasirutatud sõrmed näitavad juhtme liikumise suunda, siis harali hoitud pöial näitab indutseeritud voolu suunda.* Seda reeglit on otstarbekohane kasutada siis, kui induktsioon on tekkinud juhtme liikumise tõttu.

Mõnevõrra üldisem on vene teadlase H. Lenzi poolt antud juhis: *indutseeritud voolu suund on selline, et tema magnetiväli takistab induktsiooni tekkimist.*

Järgnevalt selgitame mõne näite varal selle juhise rakendamist.

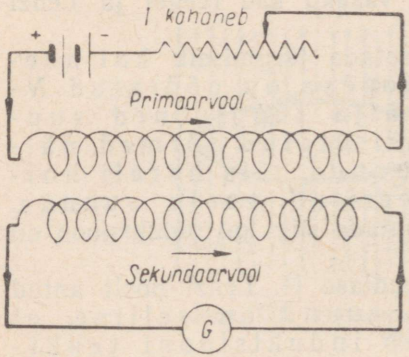
Määrame magnetipooluse ja vooluringi vastastikusel nihutamisel tekkiva indutseeritud voolu suuna (joon. 152). Lähendades näiteks *N*-poolust vooluringile, või vastupidi — lähendades vooluringi *N*-poolusele (induktsiooni seisukohalt annab see samasuguse tulemuse) — indutseerub vooluringis sellise suunaga vool, mille magnetiväli takistab lähenemist. Niisugune olukord tekib siis, kui indutseeritud ringvoolu *N*-poolus on pööratud magnetpulga

N-pooluse poole, sest samanimelised poolused tõukuvad. Ringvoolu magnetipooluste juhise (parema käe kruvi või nn. «kellaosuti» juhise) kohaselt on indutseeritud voolu suund selline, nagu näidatud joonisel 152, *a*. Magnetipooluse eemaldumisel vooluringist on olukord vastupidine — järelikult on ka indutseeritud voolu suund vastupidine.

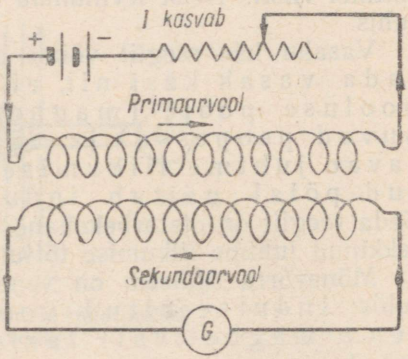


Joon. 152. Induktsioonivoolu suuna määramine magnetipooluse või kontuuri nihutamisel.

Teise näitena käsitleme voolu, mis on indutseeritud muutliku tugevusega primaarvoolu poolt. Primaarvoolu tugevuse suurenemisel on indutseeritud voolu suund Lenzi juhise järgi selline, mille puhul voolu magnetiväli takistab primaarvoolu magnetivälja tugevnemist, s. t. mõlemad magnetiväljad on vastassuunalised; seega on ka indutseeritud vool vastassuunaline primaarvooluga (joon. 154).



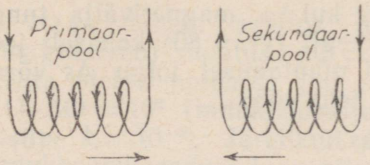
Joon. 153. Primaarvoolu nõrgenemisel on indutseeritud ja primaarvool samasuunalised.



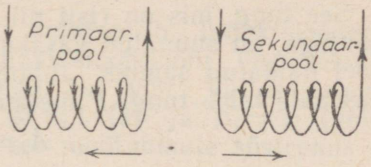
Joon. 154. Primaarvoolu tugevuse suurenemisel on voolu suunad vastupidised.

Primaarvoolu kahanemisel nõrgeneb ka tema magnetiväli. See on aga takistatud siis, kui indutseeritud voolu magnetiväli on samasuunaline primaarvoolu magnetiväljaga. Siit järeldub, et primaarvoolu nõrgenemisel on voolud samasuunalised (joon. 153).

Sama tulemuse saame primaar- ja sekundaarpoolide nihutamisel: poolide l ä h e n d a m i s e l on indutseeritud ja primaarvool vastassuunalised, e e m a l d a m i s e l aga samasuunalised (joon. 155 ja 156).

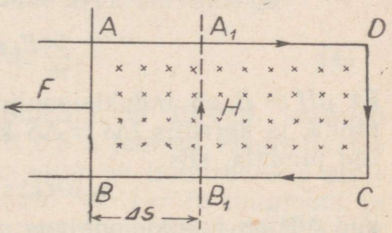


Joon. 155. Poolide lähendamisel on voolud vastassuunalised.



Joon. 156. Poolide eemaldamisel on voolud samasuunalised.

96. Faraday induktsiooniseaduse tuletamine. Lähtudes energia jäävuse seadusest, saame tuletada elektromagnetilise induktsiooni põhilise seaduse — Faraday induktsiooniseaduse. Asugu ühtlases magnetiväljas, mille tugevus on H ja tungjooned on suunatud risti joonise pinnaga eest taha (punktid kujutavad tungjoonte lõikumist joonise tasandiga), voolukontuur $ABCD$ (joon. 157). Oletame, et selle vasakpoolne osa AB, mille pikkus on l, võib liikuda mööda AD ja BC. Nihutades kontuuri osa AB ajavahemiku Δt jooksul lõigu Δs võrra paremale uude asendisse A_1B_1, väheneb magnetivoog läbi kontuuri poolt piiratud pinna ja indutseerub elektromotoorne jõud E_i ja voolutugevus I. Vasaku käe reegli kohaselt indutseeritakse vooluringis joonisel 157 näidatud suunas vool. Selle voolu poolt Δt sekundi jooksul tehtud töö on



Joon. 157. Skeem Faraday induktsiooniseaduse tuletamise juurde.

$$A_1 = E_i I \Delta t. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Kui E_i on mõõdetud voltides, I — amprites ja Δt sekundites, siis saame A_1 džaulides.

Avaldades selle töö ergides, saame

$$A_1 = 10^7 E_i I \Delta t. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Teiselt poolt teame, et magnetivälja (tugevusega H) asetatud juhtmele, mida läbib vool tugevusega I amprit, mõjub tung suurusega (vt. § 82)

$$F = 0{,}1 \mu H I l \sin \alpha, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

kus μ on keskkonna magnetiline läbitavus ja α — nurk magnetivälja tungjoonte ja juhtme vahel. Et antud juhul juhe on risti tungjoontega, siis juhtmele mõjuv tung

$$F = 0{,}1\mu HIl. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

See tung, mis on risti nii juhtme kui ka magnetivälja tungjoontega, on suunatud vasaku käe reegli (vt. § 80) kohaselt joonisel näidatud suunas. Juhtme AB nihutamisel lõigu Δs võrra paremale tuleb tungi F ületamiseks teha tööd

$$A_2 = -F\Delta s. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

(miinusmärk on sellepärast, et töö kulub F ületamiseks).

Asetades valemis (5) F asemele temaga võrdse avaldise valemist (4), saame

$$A_2 = -0{,}1\mu HIl\Delta s. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Energia jäävuse seaduse alusel on valemite (2) ja (6) kaudu määratud tööd võrdsed:

$$10^7 E_i I\Delta t = -0{,}1\mu HIl\Delta s$$

Jagades võrduse mõlemaid pooli suurusega $10^7 I\Delta t$, saame

$$E_i = -10^{-8}\frac{\mu HIl\Delta s}{\Delta t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Et $\mu H = B$ on induktsioonijoonte arv, mis läbib 1 cm^2 suurust pinda, ja korrutis $l\Delta s = \Delta S$ kujutab juhtme AB nihutamisel kaetud pindala, siis

$$\mu HIl\Delta s = B\Delta S = \Delta\Phi,$$

kus $\Delta\Phi$ on induktsioonivoo muutus (vt. § 88). Asetades selle valemisse (7) saame

$$E_i = -10^{-8}\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

See valem väljendab Faraday induktsiooniseadust matemaatilisel kujul.

97. Faraday induktsiooniseadus. See seadus määrab seose induktsioonivoo (või magnetivoo) muutumiskiiruse ja indutseeritud elektromotoorse jõu vahel: indutseeritud elektromotoorne jõud on võrdeline induktsioonivoo (või magnetivoo) muutumiskiirusega. Kui tähistada indutseeritud elektromotoorset jõudu E_i-ga, induktsioonivoo (magnetivoo) muutust vooluringi poolt piiratud pinna ulatuses $\Delta\Phi$-ga ja aega, mille kestel toimub induktsioonivoo muutumine, Δt-ga, siis avaldub Faraday induktsiooniseadus kujul

$$E_i = -k\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus k on võrdetegur, mille suurus sõltub mõõtühikute valikust.

Kui võtta valemis (1) $k = 1$, $\Delta\Phi = 1$ induktsioonijoon, $\Delta t = 1$ s, siis saame indutseeritud elektromotoorse jõu ühikuna $E_i = 1$ induktsioonijoon/s. Seega cgsm-mõõtühikute süsteemis võime Faraday induktsiooniseaduse kirjutada järgmiselt:

$$E_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Nagu lähem arutlus näitab, indutseerib induktsioonivoo (magnetivoo) muutus $\Delta\Phi = 10^8$ induktsioonijoont ühe sekundi kohta elektromotoorse jõu suurusega üks volt. Võttes valemis (1) $\Delta\Phi = 10^8$ (induktsioonijoont), $\Delta t = 1$ (s) ja $E_i = 1$ (volt), saame $k = 10^{-8}$. Järelikult praktilises mõõtühikute süsteemis on induktsiooniseaduse kuju niisugune:

$$E_i = -10^{-8}\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Seni käsitlesime vooluringi, mis koosneb ühest ainsast keerust. Kui vooluring koosneb n ühesugusest keerust, siis indutseerub igas keerus elektromotoorne jõud, mille suurust saab arvutada eespool esitatud valemite abil. Et keerud on ühesugused ja mähitud järjestikku, siis indutseeritud elektromotoorne jõud pooli otste vahel võrdub ühe keeru emj ja keerdude arvu korrutisega:

$$E_i = -10^{-8}n.\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

N ä i d e. Pool, mille ristlõike pindala on 10 cm^2, koosneb 200 keerust. Pooli sisemuses muudeti 0,5 s jooksul magnetivälja tugevust 1 örstedist 50 örstedini. Kui suur on indutseeritud emj?

Magnetivoog läbi ühe keeru on algul $10 \cdot 1 = 10$ tungjoont ja 0,5 s hiljem $10 \cdot 50 = 500$ tungjoont; magnetivoo muutus ühe keeru kohta $\Delta\Phi = 500 - 10 = 490$ tungjoont. Valemi (4) põhjal leiame indutseeritud emj suuruse:

$$E_i = -10^{-8} \cdot 200\,\frac{490}{0{,}5} \approx 0{,}002 \text{ (volti)}.$$

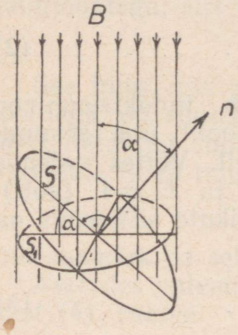
98. Järeldusi Faraday induktsiooniseadusest. Asendades valemis $E_i = -10^{-8}\mu Hl\,\frac{\Delta s}{\Delta t}$ (vt. § 96) $\frac{\Delta s}{\Delta t}$ juhtme liikumise kiirusega v, saame

$$E_i = -10^{-8}\mu Hlv. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Sellest valemist nähtub, et indutseeritud emj on võrdeline keskkonna magnetilise läbitavusega μ, magnetivälja tugevusega H, juhtme pikkusega l ja ta liikumise kiirusega v. Siit järgneb, et sama magnetivälja puhul indutseeritakse seda suurem emj, mida pikem on juhe (rohkem on keerde) ja mida kiiremini ta liigub magnetiväljas.

Praktikas kasutatakse sageli indutseeritud voolu saamiseks vooluringi pöörlemist magnetiväljas. Pöörelgu voolukontuur pind-

alaga S homogeenses magnetiväljas, mille tugevus on H ja keskkonna magnetiline läbitavus μ. Olgu pöördetelg risti magnetivälja tungjoontega (joon. 158). Mingil ajamomendil t on pöördenurk $\alpha = \omega t$, kus ω on kontuuri pöörlemise nurkkiirus.



Joon. 158. Magnetivoog läbi kaldpinna.

Indutseeritud emj leidmiseks on tarvis teada magnetivoo suurust antud momendil. Nagu jooniselt 158 nähtub, on S projektsioon induktsioonijoontega risttasandile

$$S_1 = S \cos \alpha. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Induktsioonivoog läbi S_1 on

$$\Phi = B \cdot S_1 = BS \cos \alpha = \mu HS \cos \alpha. \quad (3)$$

ja selle muutus

$$\Delta\Phi = \Delta(\mu HS \cos \alpha). \quad . \quad . \quad (4)$$

Kui pöörlev kontuur koosneb n keerust, siis

$$E_i = -10^{-8} n \frac{\Delta(\mu HS \cos \alpha)}{\Delta t} \text{ (volti)}. \quad (5)$$

Kontuuri pöörlemisel on μ, H ja S tavaliselt konstantsed suurused ja seepärast võime neid valemis (5) tuua sulgude ette. Tulemusena saame

$$E_i = -10^{-8} n \mu HS \frac{\Delta(\cos \alpha)}{\Delta t}$$

Nagu lähem arutlus näitab, on väga väikese Δt väärtuse puhul

$$\frac{\Delta(\cos \alpha)}{\Delta t} = \frac{\Delta(\cos \omega t)}{\Delta t} = -\omega \sin \omega t.$$

Asetades selle eelmisse võrrandisse, leiame

$$E_i = 10^{-8} n \mu HS\omega \sin \omega t. \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

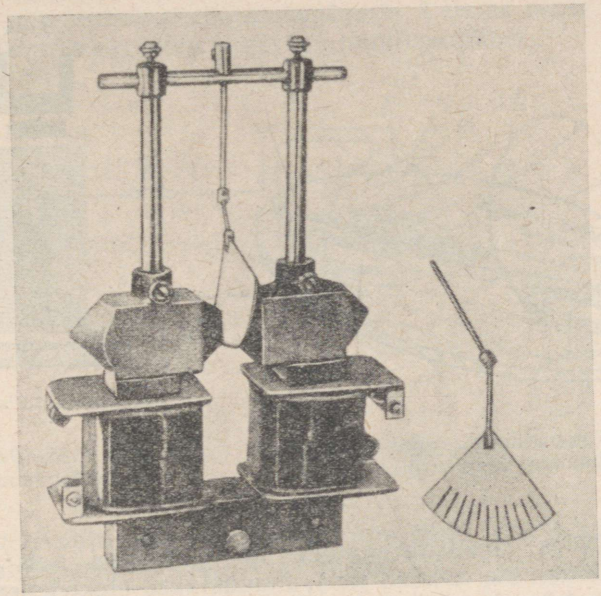
Näeme, et voolukontuuri pöörlemisel indutseeritud emj on võrdeline pöörlemise nurkkiirusega ω, vooluahela pindalaga S, pooli keerdude arvuga n, magnetivälja tugevusega H ja keskkonna magnetilise läbitavusega μ. Valemist nähtub veel, et indutseeritud emj muutub harmooniliselt aja järgi.

99. Pöörisvoolud. Seni käsitlesime induktsiooni vooluringides, mis koosnevad juhtmetest (traatidest). Katsed näitavad, et muutlik magnetiväli indutseerib elektrivoolu ka massiivsetes juhtides. Et voolud kulgevad seal pöörisetaolisi teid mööda, siis nimetatakse neid pöörisvooludeks (Foucault' vooludeks).

Pöörisvoolud kui induktsioonivoolud saavad tekkida ainult siis, kui massiivset keha läbib muutlik induktsioonivoog. Selline olukord tekib siis, kui massiivne keha kas asub muutlikus või liigub ebaühtlases magnetiväljas.

Pöörisvoolude demonstreerimiseks kasutame paksu massiivset

vaskplaati, mis pendlina võngub elektromagneti pooluste *N* ja *S* vahel (joon. 159). Lülides voolu läbi elektromagneti, näeme, et plaat aeglustab oma liikumist pooluste vahel, meenutades keha liikumist viskoosses vedelikus. Katsudes käega plaati lükata, tun-



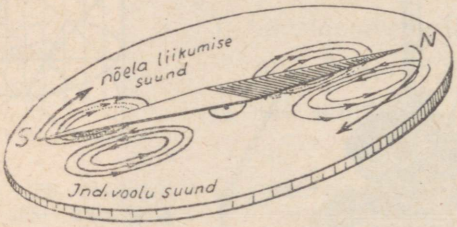
Joon. 159. Pöörisvoolud massiivses vaskplaadis.

neme takistust, nagu viskoosses vedelikus liikumisel. Plaadi võnkumine on takistatud seda enam, mida tugevam on magnetiväli ja mida kiiremini plaat liigub. Takistuse põhjuseks on plaadis indutseeritud pöörisvoolud, mis Lenzi juhise kohaselt takistavad plaadi liikumist, sest antud juhul kutsutakse indutseeritud vool esile plaadi liigutamisega magnetiväljas.

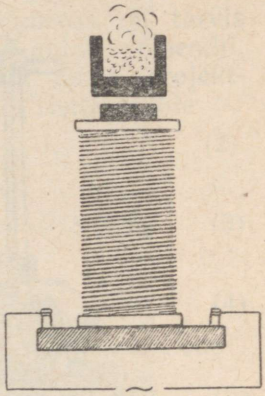
Veelgi lihtsamalt saame pöörisvoolude summutavat mõju näidata, kui laseme kompassinõela võnkuda massiivse vaskplaadi kohal (joon. 160). Nõela pooluste magnetiväljad indutseerivad plaadis voolud, mille magnetiväljad takistavad nõela liikumist. Pöörisvoolude suunad plaadis on näidatud joonisel 160. Nende tugevus on massiivse keha väga väikese takistuse tõttu suur. Tugevad pöörisvoolud põhjustavad voolusoojuse eraldumise, mille tagajärjel keha kuumeneb. Seda saab katseliselt näidata, kui vahelduvvooluga töötava tugeva elektromagneti pooluse lähedale paigutada massiivse põhjaga veega täidetud vaskanum (joon. 161). Vahelduvvooluga kaasneva muutliku magnetivälja toimel anuma põhjas indutseeritud tugevad pöörisvoolud soojendavad anumat

ja vett. Pöörisvoolude soojuslikku toimet kasutatakse laialdaselt metallurgias induktsioonahju näol.

Et pöörisvoolude puhul tekib soojus elektrienergia kulul, siis osutuvad need voolud elektrotehnikas tihti kahjulikuks. Näiteks juhtudel, kus massiivsed metallosad kas asuvad muutlikes



Joon. 160. Kompassinõela võnkumise sumbumine vaskplaadil.



Joon. 161. Pöörisvool tekitab soojust.

magnetiväljades (transformaator) või pöörlevad neis (elektrimootorite, dünamote ankrud jm.), muudetakse elektrienergia soojuseks, mida käesoleval juhul pole vaja. Seetõttu nimetatakse pöörisvoolu ka «parasiitvooluks». Pöörisvoolude toimet saab vähendada, kui massiivse metalli asemel kasutada üksikutest metalliribadest koosnevat keha, kusjuures ribad olgu üksteisest eraldatud isoleeriva vahekihiga. Selliselt ongi valmistatud transformaatori südamikud, elektrimootorite ankrud jms.

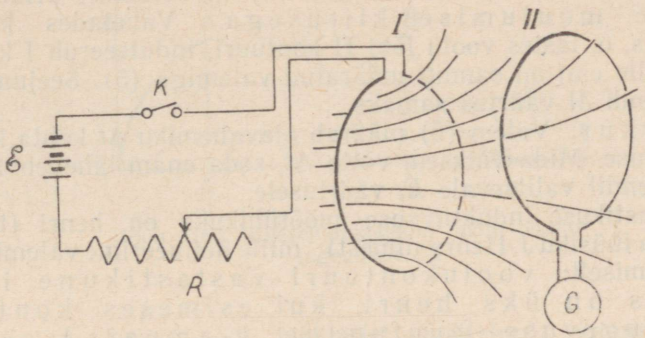
Sageli kasutatakse pöörisvoolude tugevuse vähendamiseks rauda, mis sisaldab mõne protsendi räni. Sellisel raual jäävad magnetilised omadused endisteks, kuid suureneb elektritakistus ja seega väheneb pöörisvoolude tugevus.

Pöörisvoole rakendatakse mõnede aparaatide, nagu elektrimõõteriistade, seismograafide (maaväringuid registreerivad aparaadid) jt. osutite võnkumise summutamiseks. Selleks on elektrimõõteriistal osuti, seismograafidel aga võnkuva pendli külge kinnitatud magnetipooluste vahel liikuv massiivne metallitükike. Liikumisel tekivad metallitükis pöörisvoolud, mis summutavad võnkumise.

100. Vastastikune induktsioon. Asetame teineteise lähedale kaks kinnist voolukontuuri (joon. 162). Esimesse kontuuri lülime vooluallika E, reostaadi R ja lüliti K, teise kontuuri — galvanomeetri G. Katsed näitavad, et lülimisel või voolu tugevuse kasvamisel indutseeritakse naaberkontuuris vastassuunaline, katkemisel

või kahanemisel aga samasuunaline vool, võrreldes esimese kontuuri vooluga.

Käesoleval juhul põhjustab induktsioonivoolu tekkimist voolutugevuse muutumine esimeses kontuuris. Leiame seose indutseeritud emj ja primaarvoolu tugevuse muutuse vahel.



Joon. 162. Vastastikune induktsioon.

Primaarvoolu magnetivoog Φ, mis läbib teise kontuuri pinda, on võrdeline primaarvoolu tugevusega I:

$$\Phi = \beta I, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus β on võrdetegur.

Olgu mingil ajamomendil t_1 voolutugevus I_1 ja ajamomendil t_2 voolutugevus I_2, siis magnetivood, mis läbivad teise vooluringi kontuuri pinda, on vastavalt

$$\Phi_1 = \beta I_1. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

ja

$$\Phi_2 = \beta I_2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2a)$$

ning magnetivoo muutus ajavahemiku $t_2 - t_1 = \Delta t$ jooksul:

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = \beta(I_2 - I_1) = \beta\Delta I. \quad . \quad . \quad (3)$$

kus

$$\Delta I = I_2 - I_1.$$

Faraday induktsiooniseaduse järgi (vt. § 97, valem 3) on indutseeritud emj

$$E_i = -10^{-8}\ \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -10^{-8}\beta\ \frac{\Delta I}{\Delta t} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Tähistame suuruse $10^{-8}\beta$ tähega M ja nimetame seda v a s t a s t i k u s e k s i n d u k t i i v s u s e k s.

Kasutades vastastikust induktiivsust M, saame valemi (4) avaldada kujul

$$E_i = -M \frac{\Delta I}{\Delta t}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Valemist näeme, et indutseeritud emj on võrdeline primaarvoolu tugevuse muutumise kiirusega. Vahetades kontuurid ümber, s. o. lastes voolu läbi II kontuuri, indutseerub I kontuuris vool, mille emj on samuti määratud valemiga (5). Seejuures jääb koefitsiendi M väärtus samaks.

Märkus: Valem (5) määrab ajavahemiku Δt kohta keskmise E_i väärtuse. Mida väiksem võtta Δt, seda enam läheneb E_i antud ajamomendil valitsevale E_i väärtusele.

Vastastikuse induktiivsuse mõõtühikuks on henri (tuletatud ameerika füüsiku J. Henry nimest), mille defineerime valemi (5) alusel järgmiselt: voolukontuuri vastastikune induktiivsus on üks henri, kui esimeses kontuuris voolutugevuse muutumine 1 amper 1 sekundi jooksul indutseerib teises kontuuris elektromotoorse jõu 1 volt.

Vastastikune induktiivsus M sõltub keskkonna magnetilisest läbitavusest, kontuuride keerdude arvust, mõõtmetest, kaugusest ja orientatsioonist teineteise suhtes.

Olgu kahe tihedalt teineteise sisse asetatud pooli pikkus l cm ja ristlõige S cm^2, kummalgi keerdude arvud aga vastavalt n_1 ja n_2, siis on vastastikune induktiivsus arvutatav valemiga

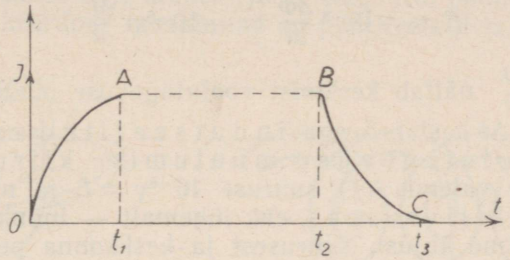
$$M = 10^{-8} \frac{0{,}4\pi\mu n_1 n_2 S}{l}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

kus μ on poolide sisemuses leiduva keskkonna magnetiline läbitavus.

101. Eneseinduktsioon. Voolutugevuse muutumine primaarringis indutseerib emj mitte üksnes naabruses asetsevas sekundaarringis, vaid ka samas vooluahelas endas. Nähtust, kus voolutugevuse muutumisega kaasuv magnetivoo muutumine põhjustab induktsioonivoolu tekkimise samas juhtmes; nimetame eneseinduktsiooniks, vastavat voolu aga eneseinduktsioonivooluks. Lülimisel või voolutugevuse kasvamisel on indutseeritud emj Lenzi reegli järgi vastassuunaline primaarvoolule, voolu katkemisel või kahanemisel aga samasuunaline. Siit järgneb, et lülimisel indutseeritud emj takistab voolu kasvamist silmapilkselt selle suuruseni, mis tal peaks olema Ohmi seaduse järgi; voolu kasvamine toimub järkjärguliselt, vajades selleks teatud aega.

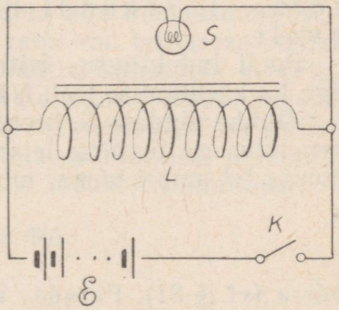
Samuti voolu katkestamise hetkel ei muutu vool nulliks silmapilkselt, vaid teatud aja kestel. Voolutugevuse olenevus ajast on kujutatud graafiliselt joonisel 163. Rõhtteljele on kantud aeg t, mida on hakatud lugema lülimise momendist ($t = 0$), püstteljele

aga voolutugevus I. Kõverjoon OA näitab voolutugevuse kasvamist lülimise silmapilgust kuni täistugevuse saavutamiseni, kõver BC — voolutugevuse kahanemist peale voolu katkestamist.



Joon. 163. Eneseinduktsiooni mõju voolutugevusele.

Eneseinduktsioonivoolu tekkimist vooluringi avamisel näitab järgmine katse (joon. 164). Koostame vooluringi vooluallikast E, raudsüdamikuga varustatud induktsioonipoolist L ja sellega paralleelselt lülitud hõõglambist S, mis on valitud nii, et ta vooluringi sulgemisel vaevalt hõõgub. Kui lüliti K järsku avada, sähvab lamp hetkeks heledalt põlema; suure keerdude arvuga ja raudsüdamikuga varustatud pooli puhul võib lamp isegi läbi põleda. Lambi hetkelist helendamist põhjustab vooluringi avamisel tekkinud eneseinduktsioonivool. Voolu katkestamisega kahaneb magnetiväli ja see indutseerib poolis primaarvoolule samasuunalise pinge, mis panebki lambi heledalt põlema.



Joon. 164. Eneseinduktsioonivool vooluringi avamisel süütab hõõglambi.

Eneseinduktsioonivoolu, mis tekib primaarvoolu lülimisel või katkestamisel, nimetatakse ekstravooluks. Nagu katsed näitavad, ületab ekstravool (eriti katkestamisel) mitmekordselt primaarvoolu. Sellega on seletatav, miks kontaktide avamisel tekib nende vahel leek. Et vältida kontaktide sulamist, peab katkestus toimuma kiiresti (lühikese aja jooksul ei suuda leek kontakti tunduvalt sulatada). Seepärast ongi kontaktid varustatud eriliste vedrudega, mis kiirendavad katkestust.

Analoogiliselt vastastikusele induktiivsusele leiame eneseinduktiivsuse L. Kasvagu Δt sekundi kestel voolutugevus I_1-st kuni I_2-ni, siis induktsioonivoo muutus

$$\Delta\Phi = \gamma I_2 - \gamma I_1 = \gamma(I_2 - I_1) = \gamma\Delta I,$$

kus γ on võrdetegur, mis sõltub juhtme kujust, suurusest ja keskkonna permeaablusest.

Faraday induktsiooniseaduse alusel (vt. § 97)

$$E = -10^{-8} \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -10^{-8}\gamma \frac{\Delta I}{\Delta t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Jagatis $\frac{\Delta I}{\Delta t}$ näitab keskmist voolutugevuse muutumise kiirust ajavahemiku Δt kestel. Seega indutseeritud emj on võrdeline voolutugevuse muutumise kiirusega.

Tähistame valemis (1) suuruse $10^{-8}\gamma = L$ ja nimetame teda eneseinduktiivsuseks, ehk lühemalt — induktiivsuseks. Et γ sõltub juhtme kujust, suurusest ja keskkonna permeaablusest, siis oleneb ka L samadest teguritest. Eneseinduktiivsuse L kaudu avaldub indutseeritud emj järgmiselt:

$$E = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Pooli eneseinduktiivsust mõõdetakse — samuti nagu vastastikust induktiivsustki — henrides: pooli eneseinduktiivsus on 1 henri, kui voolutugevuse muutmisel 1 ampri võrra 1 sekundi jooksul indutseeritakse emj 1 volt.

Pooli induktiivsus leitakse katseliselt, mõnel lihtsamal juhul aga ka arvutamise teel. Näitena võtame solenoidi, mille pikkus on l, ristlõike pindala S, keerdude arv n ja mis asub keskkonnas permeaablusega μ, ning leiame ta induktiivsuse. Kui voolutugevust muuta ΔI ampri võrra, muutub induktsioonivoog

$$\Delta\Phi = 0{,}4\pi\mu \frac{n}{l} S\Delta I$$

võrra (vt. § 81). Faraday induktsiooniseaduse (vt. § 97) ja valemi (2) alusel saame kirjutada

$$10^{-8} n\Delta\Phi = L\Delta I \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Asendades

$$\Delta\Phi = 0{,}4\pi\mu \frac{n}{l} S\Delta I,$$

leiame:

$$0{,}4 \cdot 10^{-8}\pi\mu \frac{n}{l} Sn\Delta I = L\Delta I$$

ja siit

$$L = 0{,}4 \cdot 10^{-8}\pi\mu \frac{n^2}{l} S. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

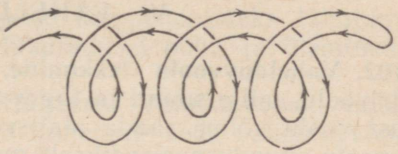
Näeme, et solenoidi eneseinduktiivsus on võrdeline keskkonna

permeaablusega, keerdude arvu ruuduga ja ristlõike pindalaga ning pöördvõrdeline solenoidi pikkusega.

Raadiotehnikas kasutatakse muudetava induktiivsusega poolide paari, nn. variometrit. See koosneb kahest järjestikku lülitud poolist, mille orientatsiooni teineteise suhtes muudetakse poolide pööramisega ühise telje ümber (joon. 165). Kui poolid on pööratud nii, et nende keerdude tasapinnad on paralleelsed ja voolud sama-



Joon. 165. Variometeter.



Joon. 166. Bifilaarne mähkimine.

suunalised, siis on ka nende tungjooned samasuunalised ja seega variomeetri induktiivsus maksimaalne. Pöörates poole teineteise suhtes, hakkab induktiivsus vähenema, saavutades miinimumi siis, kui keerdude tasapinnad on rööbiti, voolud aga vastassuunalised.

Praktiliselt induktsioonivaba pooli saame nn. bifilaarse mähkimise teel (joon. 166), kus pooliks on mähitud kahekorra keeratud traat. Sel korral läbivad kõrvuti asetsevaid keerde võrdse tugevusega, kuid vastassuunalised voolud, mille magnetiväljad on samuti võrdsed ja vastassuunalised. Selliste magnetiväljade muutused kompenseerivad teineteist ja ei kutsu esile induktsiooninähtusi.

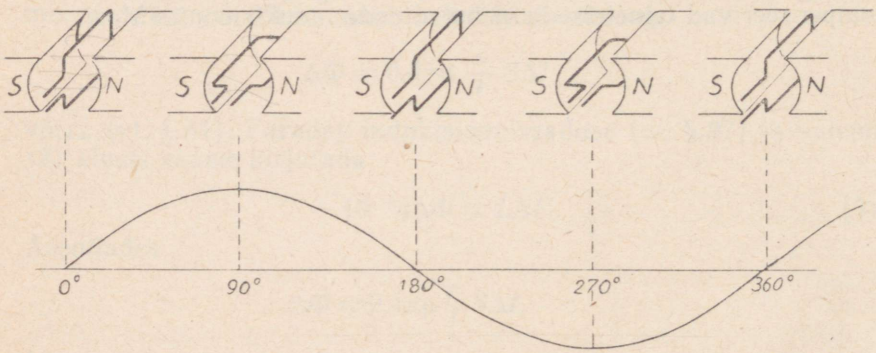
V. VAHELDUVVOOL

102. Vahelduvvoolu tekkimine. Vahelduvvooluks nimetatakse elektrivoolu, mille suund ja tugevus perioodiliselt muutuvad. Seesugust voolu võime saada alalisvoolust, kui vastava ümberlüliti abil voolu suunda perioodiliselt muuta.

Tavaliselt aga tekitatakse vahelduvvoolu elektromagnetilise induktsiooni abil. Tutvume lähemalt vahelduvvoolu tehnilise tootmise lihtsustatud skeemiga.

Asetame homogeensesse magnetivälja, näiteks magneti pooluste vahele, pöörleva juhtmekeeru, mille pöörlemistelg on magnetiväljaga risti (joon. 167). Keeru pöörlemisel ühtlase kiirusega indutseerub ta otstes muutliku suuruse ja suunaga pinge, mille suurus on võrdeline keeru pinda läbiva magnetivoo muutumise kiirusega:

$$u = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$



Joon. 167. Vahelduvvoolu tekitamise skeem.

Kui juhtmekeerd pöörleb ühtlase kiirusega, on magnetivoo muutumise kiirus kujutatav siinusfunktsiooniga. Seetõttu on esitatav ka indutseeritud pinge siinusfunktsiooni abil. Joonisel 167 on

graafiliselt esitatud pinge muutumine sõltuvalt ajast ja pöörleva kontuuri asendist. Tähistades pöördenurka algseisust arvestatuna tähega α, võime kirjutada

$$u = \text{konst.} \sin \alpha.$$

Kirjeldatud voolu nimetatakse sinusoidaalseks vooluks. Et tehnikas kasutatav vool on enam-vähem sinusoidaalne, siis tutvume selle omadustega lähemalt. Juhul, kui vool pole sinusoidaalne, lubab Fourier' lause lahutada teda üksikuteks sinusoidaalseteks komponentideks. Analoogilise komponentideks lahutamisega puutusime kokku ka helide lahutamisel põhi- ja ülemtoonideks.

103. Vahelduvvoolu pinge ja tugevus. Vahelduvvoolu muutlikku pinget tähistame tähega u ja nimetame seda vahelduvvoolu hetkeliseks pingeks. Teatud ajavahemiku T järel omandab pinge maksimaalse väärtuse U_m, mida nimetame maksimaal- ehk amplituudpingeks. Amplituudpinge kordub iga poolperioodi järel vaheldumisi positiivsena ja negatiivsena. Vahelduvvoolu iseloomustab veel tema sagedus f, s. o. perioodide arv sekundis. Avaldist $2\pi f$ nimetatakse voolu ring- ehk nurksageduseks ja tähistatakse tähega ω.

Kirjeldatud tähistusi rakendades võime vahelduvvoolu pinget väljendada järgmiselt:

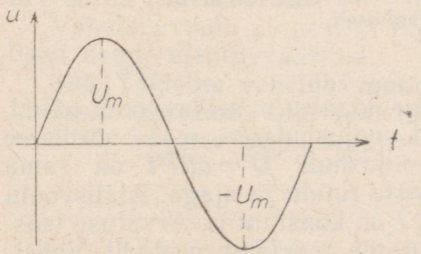
$$u = U_m \sin \alpha = U_m \sin \omega t.$$

Graafiliselt kujutab seda sinusoidaalset pinget joonis 168.

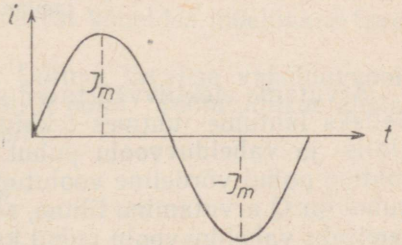
Meil kasutatava tehnilise vahelduvvoolu sagedus on 50 Hz. Järelikult periood $T = \frac{1}{50}$ s ja nurksagedus $\omega = 314 \frac{1}{s}$. Vahelduvvoolu tugevus i oleneb vooluringi lülitud takistusest, kuid ta muutub samuti sinusoidaalselt ja sama sageduse ning perioodiga nagu pingegi:

$$i = \text{konst.} \sin \alpha.$$

Niisugust muutlikku voolutugevust i nimetame vahelduvvoolu



Joon. 168. Sinusoidaalse vahelduvvoolu pinge graafik.



Joon. 169. Sinusoidaalse vahelduvvoolu tugevuse graafik.

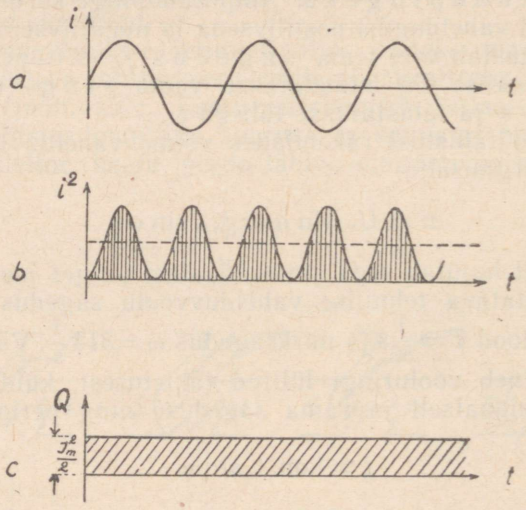
hetkeliseks tugevuseks. Voolu maksimaalset tugevust perioodi kestel tähistame sümboliga I_m ja nimetame maksimaal- ehk amplituudtugevuseks.

Öeldu põhjal võime kirjutada

$$i = I_m \sin \alpha = I_m \sin \omega t.$$

Vahelduvvoolu iseloomustamiseks ei kasutata hetkväärtusi (u ja i) ega ka amplituudväärtusi (U_m ja I_m), sest praktiliselt on neid raske kindlaks määrata.

Kasutades mõõteriista, mis sobib nii alalis- kui ka vahelduvvoolu mõõtmiseks, võime mõlemaid vooluliike võrrelda. Seejuures selgub, et riist kiiresti toimuvaid muutusi üldse ei jälgi ja näitab amplituudväärtustest vähem. Leitud lugemit nimetatakse vahelduvvoolu efektiivväärtuseks. Efektiivpinget tähistame tähega U ja efektiivtugevust tähega I.



Joon. 170. Vahelduvvoolu efektiivtugevuse arvutamine graafiliselt.

Arvutame efektiivväärtused sinusoidaalse vahelduvvoolu puhul. Selleks lähtume juhtmes tekkivast soojushulgast, mida võrdleme alalis- ja vahelduvvoolu puhul. Soojushulk $Q = cRI^2t$ on sama juhtme puhul võrdeline voolutugevuse ruudu ja ajaga. Alalisvoolu puhul on Q arvutamine lihtne, sest I on konstantne. Arvutuse teostamiseks vahelduvvoolu puhul kasutame graafilist meetodit. Vahelduvvoolu $i = I_m \sin \omega t$ kujutab joonis 170, a. Soojushulga leidmiseks peame arvutama

$$i^2 = I^2_m \sin^2 \omega t = I^2_m \frac{1 - \cos 2\omega t}{2},$$

mida korrutame ajaga t. Saadud tulemust kujutab joonisel 170, b viirutatud pindala. Pindala piirav kõverjoon on kaks korda suurema sagedusega koosinusjoon, mille nulltase on $\frac{I^2_m}{2}$ võrra tõstetud. Seetõttu on kriipsjoonega tähistatud nulltasemest ülalpool asuvad viirutatud pindalad võrdsed allpool asuvate viirutamata pindaladega. Järelikult võime kõvera asendada sirgega, mille kaugus nulltasemest on $\frac{I^2_m}{2}$, ja soojushulka arvutada joonisel 170, c viirutatud pinna abil. Võrreldes saadud voolutugevust alalisvoolu tugevusega, leiame, et vahelduvvool amplituudtugevusega I_m tekitab sama aja kestel niisama suure soojushulga kui alalisvool tugevusega I:

$$I = \sqrt{\frac{I^2_m}{2}} = I_m : \sqrt{2}.$$

Analoogiliselt leiame seosed ka pinge kohta

$$U = U_m : \sqrt{2}.$$

Seepärast nimetamegi vahelduvvoolu efektiivväärtuseks pinget ja voolutugevust, mida omab sama mõjuga alalisvool.

Sinusoidaalse vahelduvvoolu hari- ja efektiivväärtuste vahelised seosed on:

$$I = I_m : \sqrt{2} \approx 0{,}707 I_m$$

$$U = U_m : \sqrt{2} \approx 0{,}707 U_m.$$

Meil valgustuseks kasutatava vahelduvvoolu efektiivpinge on 220 V. Oletades, et see vool on sinusoidaalne, saame ta amplituudpingeks $U_m = 220 \cdot \sqrt{2} = 310$ V. Amplituudpinge suurust tuleb arvestada isoleerimisel.

Vahelduvvoolu pingest ja tugevusest kõneldes mõeldakse tavaliselt nende efektiivväärtusi.

104. Takistus vahelduvvoolule. Lülime tavalise vahelduvvoolu ahelasse reostaadi, mille takistus on R oomi. Voolutugevus ahelas on siis arvutatav Ohmi seaduse abil

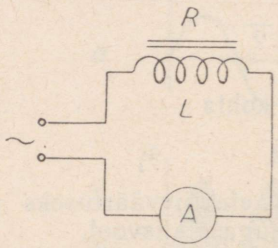
$$I = \frac{U}{R}.$$

Asendame reostaadi pooliga, millel on raudsüdamik ja mille mähise takistus on samuti R oomi. Selgub, et voolutugevus ahelas on nüüd märgatavalt väiksem, kui Ohmi seadusest järeldub. Sellest järeldame, et vahelduvvoolu ahelas pole Ohmi seadus alati

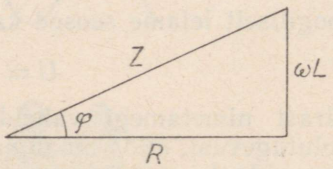
rakendatav. Vahelduvvoolu läbiminekut raudsüdamikuga poolist tõkestab poolis indutseeritud pinge, mis aeglustab voolutugevuse kasvu ja kahanemist (vt. § 101). Et pinge suuna muutus toimub kiiresti — meie tehnilisel vahelduvvoolul 100 korda sekundis — siis nii lühikese ajaga ei jõua voolutugevus kasvada suuruseni, mida lubab oomiline takistus. Siit nähtub, et voolutugevuse arvutamiseks analoogiliselt Ohmi seadusega tuleb arvestada ka pooli induktiivsuse mõju. Katsed ja teoreetiline arutlus näitavad, et pooli induktiivsusest tingitud lisatakistus on võrdeline pooli induktiivsusega L ja voolu sagedusega f. Pooli induktiivsusest tingitud takistust nimetame induktiivtakistuseks.

Tähistades induktiivtakistuse tähega R_L ja mõõtes sagedust hertsides (Hz) ning induktiivsust henrides (H), võime kirjutada

$$R_L = 2\pi fL = \omega L \text{ oomi.}$$



Joon. 171. Induktiivsus vahelduvvoolu ahelas.



Joon. 172. Takistuste geomeetriline liitmine.

Praktiliselt pole võimalik ehitada pooli ilma oomilise takistuseta ja seetõttu esinevad mõlemad takistused koos. Kogutakistus Z pole arvutatav otsese liitmisega, vaid järgmise valemi abil:

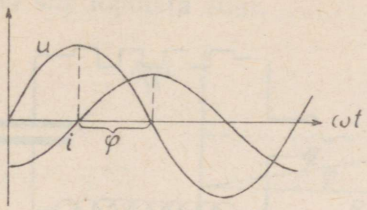
$$Z = \sqrt{R^2 + (2\pi fL)^2}.$$

Arvutuseeskiri tähendab nn. geomeetrilist liitmist, s. o. täisnurkse kolmnurga konstrueerimist (joon. 172), mille kaatetiteks on vastavalt oomiline ja induktiivtakistus (R ja R_L) ning hüpotenuusiks otsitav kogutakistus (Z).

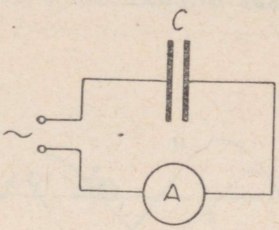
Jälgides vahelduvvoolu ahelas üheaegselt hetkpinget ja hetkvoolutugevust, selgub, et ainult oomilise takistuse olemasolu puhul vooluringis omavad mõlemad samaaegselt nii maksimaalsed kui ka vastavad teised väärtused. Sel korral ütleme, et pinge ja voolutugevus on faasis. Lülides vooluringi aga pooli, mille induktiivsus on takistusega võrreldes suur, leiame, et voolutugevuse maksimum hilineb pinge maksimumi suhtes veerandperioodi võrra, s. t. pinge ja voolutugevuse vahel on faasinihe 90°. Voolutugevuse hilinemist põhjustab pooli induktiivsus (vt. § 101). Kui poolil on märgatav

oomiline takistus, siis on faasinihe tunduvalt alla 90°. Joonisel 173 näidatud lõik φ tähendabki voolutugevuse ja pinge vahelist faasinihet.

Lülime vooluringi järjestikku kondensaatori *C* (joon. 174). Elektronid kondensaatori ühelt plaadilt teisele ei pääse, sest plaatide vahel on dielektrik. Seega on vooluring katkestatud. Juhime



Joon. 173. Voolutugevus ja pinge induktiivsusega vooluringis.



Joon. 174. Kondensaator vahelduvvoolu ahelas.

aga vooluringi vahelduvvoolu, siis selgub, et vahelduvvool läbib kondensaatori ja vooluringi lülitud ampermeeter näitab voolutugevust. Vahelduvvoolu pinge mõjul toimub kondensaatori perioodiline ümberlaadumine ja seega ka laengute perioodiline liikumine juhtmes. On ilmne, et laengute liikumine, seega ka voolutugevus ahelas on seda suurem, mida suurem on kondensaatori mahtuvus. Samuti on voolutugevus seda suurem, mida kiiremini muutub laengute liikumine, s. o. mida suurem on vahelduvvoolu sagedus. Seega kondensaatori takistus vahelduvvoolule on pöördvõrdeline kondensaatori mahtuvusega ja vahelduvvoolu sagedusega. Mõõtes mahtuvust faradites, võime nn. mahtuvusliku takistuse avaldada järgmiselt:

$$R_c = \frac{1}{2\pi f C} = \frac{1}{\omega C} \text{ oomi.}$$

Kui vooluringis on ka oomiline takistus *R*, siis kogutakistus

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{2\pi f C}\right)^2}.$$

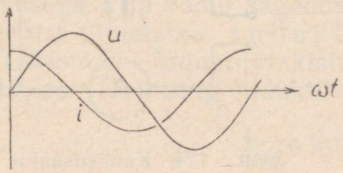
Takistust võime leida ka geomeetriliselt liites, nagu on kirjeldatud induktiivtakistuse puhul.

Võrreldes samaaegselt pinget ja voolutugevust vooluringis, selgub, et nende vahel on faasinihe 90°. Voolutugevuse maksimum ennetab pinge maksimumi veerandperioodi võrra. Kondensaatori laadimisvool on null, kui pinge on maksimaalne. Pinge kahanemisega algab kondensaatori tühjenemine ja vool saavutab amplituudväärtuse pinge võrdudes nulliga. Edasi toimub kondensaatori vastassuunaline laadumine, kusjuures voolutugevus järjest nõrge-

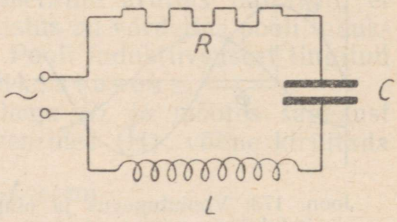
neb ja muutub nulliks, kui pinge on vastassuunas saavutanud amplituudväärtuse.

Vooluringis leiduva oomilise takistuse puhul on faasinihe alla 90°.

Eelpool toodust selgub, et induktiivsuse tõttu vooluringis voolutugevuse faas hilineb pinge suhtes, mahtuvuse puhul aga tõttab ette. Sobiva kondensaatori ja pooli valikuga võime nende mõju tasakaalustada.



Joon. 175. Voolutugevus ja pinge mahtuvuse puhul vooluringis.



Joon. 176. Induktiivsus, mahtuvus ja oomiline takistus, lülituna järjestikuselt vahelduvvoolu ahelasse.

Olgu üldjuhul vooluringi järjestikuselt lülitud oomiline takistus R, mahtuvus C ja induktiivsus L, siis nende kogutakistus on arvutatav järgmise valemi põhjal:

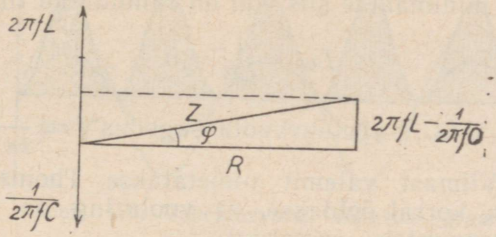
$$Z = \sqrt{R^2 + \left(2\pi fL - \frac{1}{2\pi fC}\right)^2}.$$

See avaldis määrab vooluringi nn. näivtakistuse ja koosneb oomilisest ehk tegevtakistusest R ning ebatakistusest $2\pi fL - \frac{1}{2\pi fC}$. Graafiliselt võime takistuse Z leida joonisel 177 esitatud skeemi põhjal, kus avaldised $2\pi fL$ ja $\frac{1}{2\pi fC}$ kanname ühele sirgele vastassuunaliste nooltena ja R neile risti alguspunktis. Liites suurused $2\pi fL$ ja $\frac{1}{2\pi fC}$ nende märke arvestades, ehitame täisnurkse kolmnurga kaatetitega R ja $2\pi fL - \frac{1}{2\pi fC}$. Selle kolmnurga hüpotenuus ongi otsitav takistus Z. Peale selle võime jooniselt leida ka voolutugevuse ja pinge vahelise faasinihke nurga φ. See nurk on arvutatav seosest

$$\tan \varphi = \frac{2\pi fL - \frac{1}{2\pi fC}}{R}.$$

Nagu takistuse valemist näeme, koosneb see kahest osast. Oomilise takistuse R suurus ei olene vahelduvvoolu sagedusest.

Küll aga oleneb sagedusest ebatakistust väljendav suurus. Järelikult sageduse suurenemisega induktiivsuse takistav mõju suureneb, kondensaatori oma aga väheneb. Sageduse vähenemisel on olukord vastupidine: induktiivsuse mõju väheneb ja kondensaatori takistus suureneb. Kui sagedus on null, siis on tegemist alalisvooluga, mis kondensaatorist läbi ei pääse, kondensaatori takistus on siis lõpmata suur.



Joon. 177. Näivtakistuse määramine graafiliselt.

Valemist näeme ka, et induktiivsus ja mahtuvus samas vooluringis mõjuvad vastupidiselt. Kui valida $2\pi fL = \frac{1}{2\pi fC}$, siis langeb takistuse avaldises teine liige ära ning vooluringi takistus võrdub oomilise takistusega. Kirjeldatud olukorda võime tekitada nii induktiivsuse kui ka mahtuvuse valikuga.

105. Ohmi seadus vahelduvvoolu kohta. Olles arvutanud vooluringi takistuse vahelduvvoolule, milles on järjestikuselt lülitud oomiline, induktiivne ja mahtuvuslik takistus, võime saadud tulemust rakendada vahelduvvoolu tugevuse arvutamiseks vooluringis, kui on teada pinge. Seos on analoogiline Ohmi seadusega alalisvoolu puhul, ainult takistuse avaldis on keerulisem:

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Kui vooluringis puudub mahtuvus, siis

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}},$$

kui aga puudub induktiivsus, siis

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

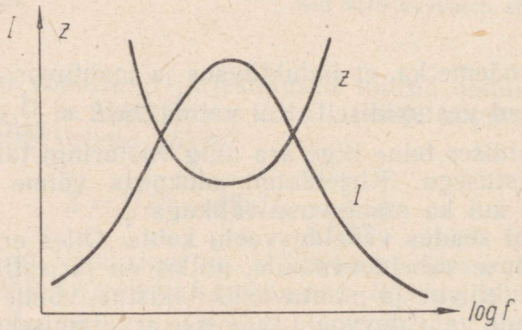
Juhul, kui $\omega L = \frac{1}{\omega C}$, kehtib seos $I = \frac{U}{R}$.

Viimasel juhul on R sageli väga väike, mistõttu I osutub suureks ning ohtlikuks juhtmestikule. Siit näeme, et vahelduvvoolu ahela koostamisel tuleb hoolikalt arvestada voolusageduse, vooluringi mahtuvuse ja induktiivsuse vahelist seost.

106. Resonants vahelduvvoolu ahelas. Uurides joonisel 176 kujutatud induktiivse, mahtuvusliku ja oomilise takistusega vooluahela näivtakistuse sõltuvust vahelduvvoolu sagedusest, leiame, et takistus on minimaalne siis, kui on rahuldatud tingimus

$$L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0.$$

Siis on $\omega = 1/\sqrt{LC}$, vahelduvvoolu sagedus $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ ja periood $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Viimast valemit nimetatakse Thomsoni valemiks. Selle kehtivuse korral öeldakse, et vooluring on vahelduvvoolu sagedusega resonantsis.



Joon. 178. Takistuse ja voolutugevuse sõltuvus vahelduvvoolu sagedusest.

Joonisel 178 on kujutatud vooluahela takistuse sõltuvus sagedusest. Et haarata suuremat sageduste vahemikku, on sageduste teljel kasutatud logaritmilist skaalat. Samal joonisel on kujutatud ka voolutugevuse sõltuvus sagedusest. Voolutugevus on maksimaalne resonantsi puhul, kusjuures maksimumi suuruse määrab ahela oomiline takistus. Kui takistus R on väike, siis voolutugevus võib muutuda ohtlikult suureks. Pinged induktiivsusel ja mahtuvusel on vastassuunalised ja võivad seetõttu nii induktiivsusel kui ka kondensaatoril eraldi ületada generaatorilt saadava pinge. See ohustab omakorda isolatsiooni ja võib rikkuda seadmeid.

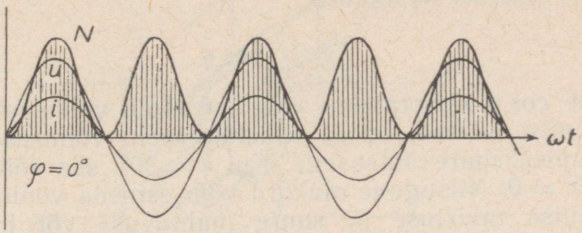
107. Vahelduvvoolu võimsus. Alalisvoolu võimsus võrdub voolu pinge ja tugevuse korrutisega $N = U \cdot I$.

Vahelduvvoolu hetkeline võimsus võrdub samuti voolutugevuse i ja pinge u korrutisega vastaval momendil. Hetkeline võimsus

$N_h = i \cdot u$ vatti, kui i on mõõdetud amprites ja u voltides. Kui pinge ja voolutugevuse vahel faasinihe puudub, siis

$$N_h = I_m \cdot U_m \cdot \sin^2 \omega t = {}^1/_2 I_m \cdot U_m (1 - 2 \cos 2\omega t).$$

Graafiliselt on vastav olenevus esitatud joonisel 179.



Joon. 179. Vahelduvvoolu võimsuse graafiline kujutamine.

Avaldisest ja joonisest näeme, et vahelduvvoolu võimsus on ka perioodiliselt muutuv, kuid kaks korda suurema sagedusega kui vool. Võimsust kujutava koosinuskõvera nulltase on tõstetud positiivsete ordinaatide suunas poole amplituudväärtuste korrutise võrra. Et kõver on sümmeetriline nulltaseme suhtes, siis keskmine võimsus ühe perioodi kestel on

$$N = \frac{1}{2} I_m \cdot U_m$$

ehk efektiivväärtusi kasutades

$$N = IU$$

nii nagu alalisvoolu puhul.

Esitatud valemid kehtivad siis, kui puudub faasinihe, s. t. vooluvõrgus on ainult oomiline takistus (hõõglambid, elektrilised soojendusaparaadid jne.). Induktiivse ja mahtuvusliku takistusega koormamisel tekib faasinihe, ja nagu vastav arvutus ning joonis 180 näitavad, tuleb osa võimsust arvestada negatiivsena, sest teatud ajavahemikus on pinge ja voolutugevus vastasmärgiga. Seega keskmine võimsus on väiksem kui faasinihke puudumisel.

Tähistame faasinihke tähega φ, siis hetkeline võimsus

$$N_h = I_m U_m \sin \omega t \sin(\omega t + \varphi).$$

Pärast trigonomeetrilist teisendamist võime kirjutada

$$N_h = \tfrac{1}{2} I_m U_m [\cos \varphi - \cos(2\omega t + \varphi)] =$$
$$= \tfrac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi - \tfrac{1}{2} I_m U_m \cos(2\omega t + \varphi).$$

Keskmise võimsuse arvutamisel peame silmas, et cos $(2\omega t + \varphi)$

keskmine väärtus ühe perioodi kestel on null ja avaldisest säilib vaid esimene liige.

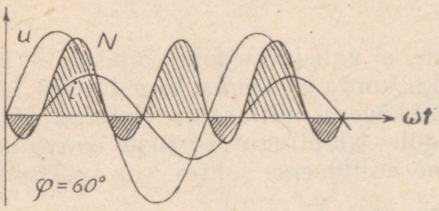
Seega vahelduvvoolu keskmine võimsus faasinihke φ puhul on arvutatav valemiga

$$N = \tfrac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi$$

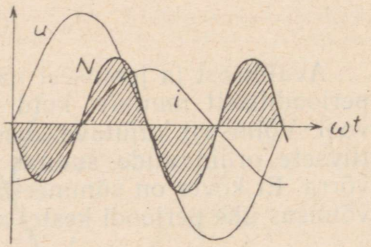
ehk efektiivväärtusi kasutades

$$N = IU \cos \varphi.$$

Tegurit $\cos \varphi$ nimetatakse vahelduvvoolu võimsusteguriks, ja nagu valemist nähtub, on ta vahelduvvoolu võimsuse, seega ka töö arvutamisel suure tähtsusega. Kui $\varphi = 90°$, siis võimsus $N = 0$, sest $\cos 90° = 0$. Niisugune olukord võib esineda vooluvõrgus väikese oomilise takistuse ja suure mahtuvuse või induktiivsuse puhul.



Joon. 180. Võimsuse arvutamine faasinihke puhul.



Joon. 181. Vatita vool.

Graafiliselt kujutab mainitud olukorda joonis 181. Veerandperioodi kestel on võimsus positiivne, järgmise veerandi kestel negatiivne, kolmanda veerandi kestel positiivne ja neljanda kestel jälle negatiivne. Seega ühe perioodi kestel on keskmine võimsus null. Tehtud töö on võimsuse ja aja korrutis, mida joonisel kujutab viirutatud pindala. Sellest nähtub, et poolperioodi vältel saadakse võrgust energiat, ülejäänud poolperioodi vältel antakse sama energia võrku tagasi. Vooluringis võime mõõta voolutugevust ja pinget, kuid vattmeeter ei näita võimsust. Niisugust voolu nimetatakse ebavooluks ehk vatita vooluks. See vool koormab asjata juhtmeid ega tee kasulikku tööd.

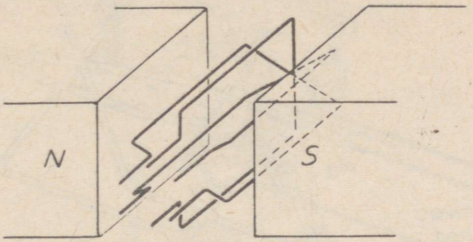
108. Kolmefaasiline vool. Mõningatel tehnilistel kaalutlustel osutub otstarbekaks kasutada vahelduvvoolu, mida tekitatakse mitte ühe (nagu kirjeldatud §-s 102), vaid kolme üksteise suhtes 120° võrra pööratud mähise pöörlemisel magnetiväljas (joon. 182). Mähiste pöörlemisel indutseerub vahelduvvool kõigis kolmes mähises. Et viimaste tasapinnad on üksteise suhtes 120° võrra nihutatud, siis voolude faasid erinevad. Tekib kolm erineva faasiga vahelduvvoolu, millede pinged on

$u_1 = U_m \sin \omega t$; $u_2 = U_m \sin(\omega t - 120°)$; $u_3 = U_m \sin(\omega t - 240°)$

ja voolutugevused vastavalt

$i_1 = I_m \sin \omega t$; $i_2 = I_m \sin(\omega t - 120°)$; $i_3 = I_m \sin(\omega t - 240°)$.

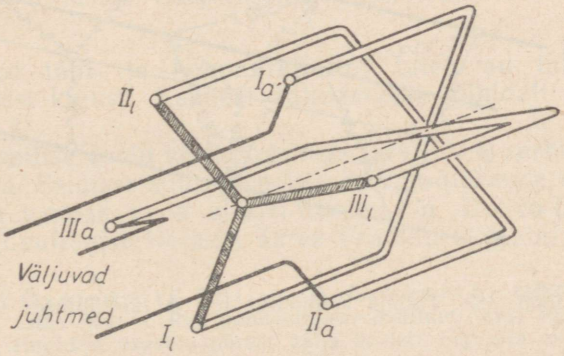
Niisugust vahelduvvoolu nimetatakse kolmefaasiliseks vooluks.



Joon. 182. Kolmefaasilise vahelduvvoolu saamine.

Ühe mähise pöörlemisel tekkinud vahelduvvoolu juhtimiseks tarbijani on vaja kaht juhet. Järelikult tuleks siin kasutada kuut juhet. Tegelikult aga selgub, et piisab kolmest juhtmest, kui mähised on võrdselt koormatud.

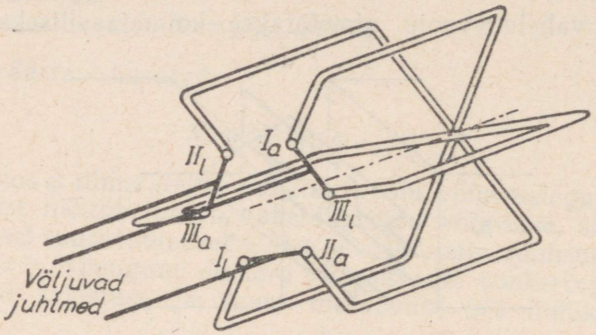
Erinevate mähiste vastavate otste ühendamist generaatoris võib teostada kahel viisil: nn. täht- ja kolmnurklülituses.



Joon. 183. Tähtlülitus.

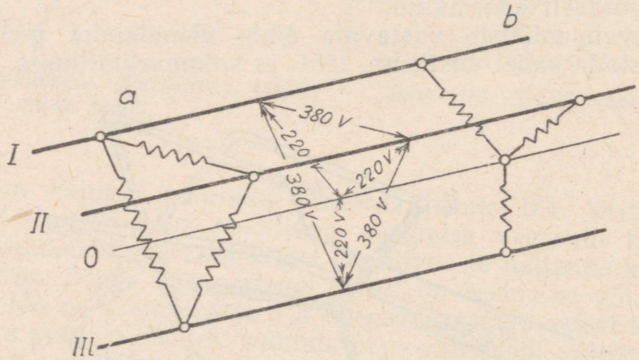
Tähtlülituses ühendatakse kõigi kolme mähise otsad omavahel ühte punkti, nagu on näidatud joonisel 183. Pinge kahe väljuva juhtme vahel on siis võrdne kahe mähise otstevaheliste pingete summaga.

Kolmnurklülituses ühendatakse ühe mähise algus teise mähise lõpuga (joon. 184) ja voolu juhtimiseks kasutatakse mähiste otstest väljuvaid kolme juhet. Pinge kahe juhtme vahel on siin võrdne ühe mähise otstevahelise pingega.



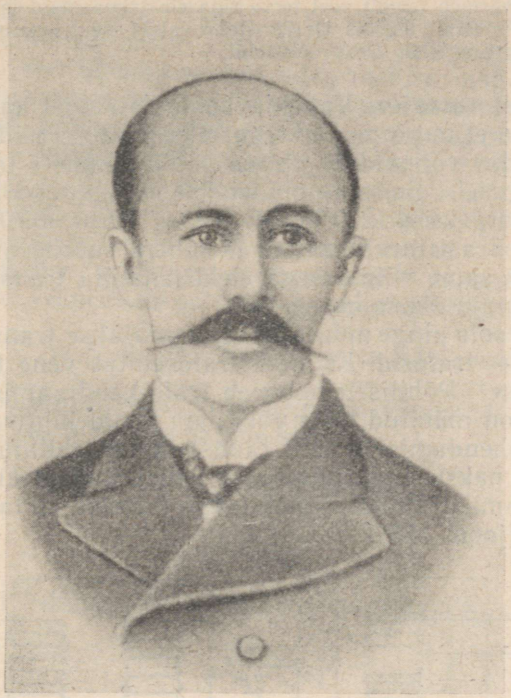
Joon. 184. Kolmnurklülitus.

Kolm juhet viivad tarbijani, kes omakorda võib voolutarvitavad vahendid lülida jälle kas kolmnurk- või tähtlülituses (joon. 185).



Joon. 185. Tarbija kolmnurk- (*a*) ja tähtlülituses (*b*).

Et tähtlülituses hulga tarbijate puhul kolme haru takistusi võrdsustada, kasutatakse veel neljandat, nn. nulljuhet, milles voolutugevus harude võrdse koormise puhul on null. Kolme nn. faasijuhtme omavaheline pinge Tartus on 380 V ja iga faasijuhtme ning nulljuhtme vaheline pinge 220 V. Valgustuseks kasutatakse 220 V pinget, s. o. tähtlülitust, mootorite käivitamiseks aga kolmnurklülitust.



Mihhail Ossipovitš Dolivo-Dobrovolski.

Nimetused täht- ja kolmnurklülitus tuletuvad lülitusskeemi geomeetrilisest kujust. Esimest tähistatakse lühidalt tähega *Y*, teist tähega *D*.

Kolmefaasilise voolu võttis tehnikas tarvitusele serblane Nicola Tesla 1886. a. Esimese suurejoonelise energiaülekande kolmefaasilise vooluga teostas vene elektri-insener M. Dolivo-Dobrovolski Saksamaal Lauffenist Neckari ääres Frankfurti Maini ääres.

Mihhail Ossipovitš Dolivo-Dobrovolski (1862—1919) sündis Peterburis, astus 1880. a. Riia polütehnilisse instituuti, kust aga varsti revolutsioonilistest ringidest osavõtu pärast välja heideti, õiguseta astuda teistesse Venemaa kõrgematesse õppeasutustesse. Seepärast siirdus ta välismaale ja õppis 1881.—1884. a. Darmstadti tehnikaülikoolis elektrotehnikat. Pärast lõpetamist jäi Saksamaale, sest revolutsionäärile ei leidunud tsaari-Venemaal tööd. Sakslaste meelitustest hoolimata ei astunud ta Vene kodakondsusest välja ja esimese maailmasõja algul lahkus Saksamaalt.

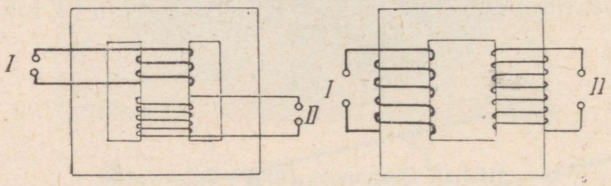
Dolivo-Dobrovolski tööd on praktilist laadi ja temalt pärineb meie kaasaegne vahelduvvoolu energeetika süsteem.

Uurides mitmefaasiliste vahelduvvoolude omadusi, ehitas ta 1888. a. esimese kolmefaasilise vahelduvvoolu generaatori. 1891. a. toimus tema projektide kohaselt esimene elektrienergia kaugülekanne. Kolmefaasilise voolu abil juhiti elektrienergia Lauffeni hüdrojaamast 175 km kaugusele Frankfurti Maini ääres. Kasutatav pinge oli 8500 V, võimsus 350 HJ ja kasutegur 77,4%.

Peale selle pärineb temalt veel terve rida elektrimasinaid ja mõõteriistu. Viimaseil eluaastail tegeles Dolivo-Dobrovolski elektrienergia kaugülekande küsimusega kõrgepingelise alalisvoolu abil.

109. Transformaator. Vahelduvvoolu laialdast kasutamist põhjustab asjaolu, et ta pinge on kergesti ja peaaegu kadudeta muudetav. See omadus võimaldab juhtida voolu kümnete ja sadade kilomeetrite kaugusele. Selleks muudetakse vahelduvvoolu pinge enne võimalikult kõrgeks — 220 000 V ja isegi kuni 400 000 V — ning alandatakse pärast tarvitamiskohas sobiva suuruseni. Nagu arvutus näitab, on sama võimsusega elektrienergia transport kõrgema pinge puhul palju ökonoomsem.

Vahelduvvoolu pinge muutmiseks kasutatakse transformaatoreid ehk lühidalt — trafosid. Esimese trafo ehitas vene teadlane ning leidur Ussagin [1]. Põhiliselt koosneb trafo raudraamist — südamikust, millele on mähitud kaks või enam voolu juhtivat pooli. Pöörisvoolude vähendamiseks on raudsüdamik ehitatud õhukestest (0,35—1 mm paksusega) üksteisest isoleeritud plekkidest. Olenevalt raudsüdamiku kujust nimetatakse trafosid südamik- ja manteltrafodeks (joon. 186).



Joon. 186. Mantel- ja südamik-trafo skeem.

Juhtides läbi ühe mähise, mida nimetame siis primaarmähiseks, vahelduvvoolu, tekib raudsüdamikus vahelduv magnetivoog, mis indutseerib teises mähises — sekundaarmähises — sama sagedusega vahelduvpinge. Mähiseid läbib kõikjal praktiliselt sama magnetivoog. Seega on magnetivoo muutusele vastav pinge igas keerus ühesuurune. Siit järgneb, et mähiste otste vahel valitsev pinge on võrdeline mähiste keerdude arvuga

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{n_1}{n_2}.$$

Primaar- ja sekundaarmähiste pingete suhet nimetatakse trafo ülekandearvuks. See on võrdne vastavate mähiste keerdude arvu suhtega.

Kui sekundaarmähiste otsad pole teineteisega ühendatud, siis

[1] Ivan Filippovitš Ussagin (1855—1919), andekas iseõppija. Algul Moskva Ülikooli mehaanik, hiljem füüsika loengutel demonstratsioonide assistent.

puudub mähises vool. Samal ajal esineb primaarmähises nõrk vool, nn. tühijooks, mille suurus oleneb primaarmähise induktiivtakistusest. Kui ühendame sekundaarmähise otsad omavahel, siis nõrgendab mähises tekkinud vool südamiku magnetivoo muutust Lenzi reegli põhjal. Seetõttu väheneb primaarmähise induktiivtakistus ja voolutugevus mähises suureneb. Siit järgneb, et primaarmähises tekib vool alles trafo koormamisel.

Arvestamata jättes tähtsusetult väikesed energiakaod, mis kuluvad pöörisvooludele ja hüstereesile rauas — rauaskaod — ja mähise oomilise takistuse ületamiseks — vaseskaod —, võime arvestada, et võimsused primaar- ja sekundaarmähises on võrdsed.

$$N_1 \approx N_2 \text{ ehk } I_1U_1 \cos \varphi_1 \approx I_2U_2 \cos \varphi_2.$$

Trafo töötamisel täiskoormusega on võimsustegurid ($\cos \varphi_1$ ja $\cos \varphi_2$) võrdsed ühega ja saame seose

$$I_1U_1 \approx I_2U_2, \text{ millest}$$

$$\frac{I_1}{I_2} \approx \frac{U_2}{U_1}.$$

Asendades pingete suhte keerdude arvu suhtega, saame

$$\frac{I_1}{I_2} \approx \frac{n_2}{n_1}.$$

Seega voolutugevus mähises on pöördvõrdeline mähise keerdude arvuga.

Trafo kasuteguriks nimetatakse suhet

$$\eta = \frac{N_2}{N_1} = \frac{U_2I_2 \cos \varphi_2}{U_1I_1 \cos \varphi_1}.$$

Täiskoormusega töötavate suurte trafode kasutegur on üle 99%. Seega on trafo suurima kasuteguriga elektrimasinaid.

Peale pinge muutmise elektrienergia ülekandel kasutatakse trafosid veel pinge muutmiseks väga mitmesuguseis elektrilistes seadistes. Nii leiame trafosid raadioaparaatides, elektri mõõteriistades jm.

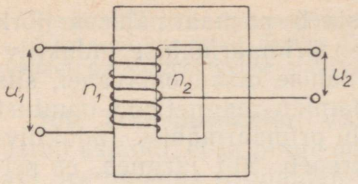
Materjali kokkuhoiu saavutamiseks kasutatakse mõnikord ühe mähisega nn. sääst- ehk autotrafosid, mille mähis täidab nii primaar- kui ka sekundaarmähise ülesandeid. Seejuures osa ühest mähisest kasutatakse teise mähisena.

Pingete suhte määrab sel juhul samuti keerdude arvu suhe

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{n_1}{n_2}.$$

Primaarmähisena võime kasutada siin nii suurema kui ka vähema keerdude arvuga osa.

Pinge pidevaks reguleerimiseks kasutatakse sääst-trafosid,



Joon. 187. Sääst-trafo.

mille sekundaarmähise üks kontakt on nihutatav ühelt keerult teisele nullist kuni maksimaalse keerdude arvuni. See võimaldab pinge reguleerimist nullist kuni vooluallika pingeni — või kui sekundaarmähisel on rohkem keerde, siis ka üle vooluallika pinge.

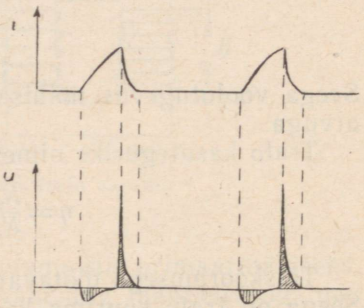
Materjali kokkuhoid on eriti märgatav siis, kui pingete erinevus on väike.

Sääst-trafo puuduseks on elektrilise ühenduse olemasolu primaar- ja sekundaarmähise vahel.

110. Sädeinduktor. Sädeinduktor on vahend, millega madalapingeline alalisvool muudetakse kõrgepingeliseks. Ta koosneb nagu trafogi raudsüdamikust, millele on keritud kaks mähist.

Primaarmähis on vähese keerdude arvuga ja jämedast traadist. Sekundaarmähise keerdude arv on väga suur ja traat peenike. Sekundaarmähise isolatsioon peab olema eriti hea, sest selles tekib kõrge pinge.

Primaarmähisesse juhitakse perioodiliste katkestustega madalapingeline alalisvool. Seejuures tekkiv magnetivoo muutus indutseerib sekundaarmähises keerdude arvu suhtele vastavalt kõrgepingelise vahelduvvoolu. Et indutseeritud pinge oleks võimalikult kõrge, peab magnetivoo muutumine toimuma kiiresti. Selle saavutamiseks ei tohi raudsüdamik olla kinnine nagu trafodel.

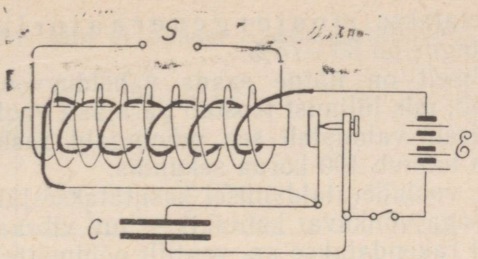


Joon. 188. Induktori primaarvoolu ja sekundaarpinge graafik.

Voolu lülimisel on magnetivoo kasv suhteliselt aeglane ja indutseeritud pinge sekundaarmähises madal. Voolu katkestamisel toimub järsk magnetivoo muutus, kusjuures sekundaarmähises indutseeritakse kõrgepinge. Joonisel 188 on esitatud kohakuti primaarvoolu ja sekundaarpinge muutus aja jooksul.

Nagu jooniselt näeme, tekitab induktor vahelduvvoolu, mille ühesuunaline pinge on suurem vastassuunalisest. Juhtides sekundaarpinge üle sädemiku, mille vahekaugus on nii reguleeritud, et säde madalama pinge puhul vahet ei ületa, saame tõukelise kõrgepingelise alalisvoolu. Tavaliselt iseloomustatakse induktorit tekitatava sädeme maksimaalse pikkusega. Sama induktori sädeme pikkust on võimalik reguleerida katkestuste sageduse muutmisega.

Katkestajana kasutatakse sageli magnetilist katkestajat, mis primaarvoolu tekkimisel tõmbub südamiku külge ja katkestab voolu. Voolu kadumisega kaob magnetiväli, katkestaja vabaneb



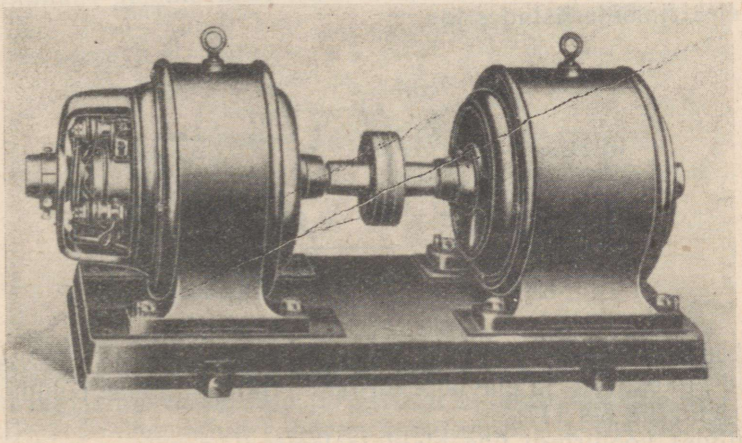
Joon. 189. Induktor magnetilise katkestajaga.

südamikult ja lülib uuesti voolu. Nii kordub katkestamine perioodiliselt. Paralleelselt katkestajaga lülitakse kondensaator, mille ülesandeks on vähendada kontakti avamisel tekkivat sädet, mis muidu kontakti lühikese ajaga hävitaks.

Peale magnetilise katkestaja kasutatakse veel elektrolüütilisi ja mootoriga töötavaid katkestajaid.

Induktorit rakendatakse arstiteaduses mitmesugustes elektrilistes raviaparaatides ja tehnikas sisepõlemismootorite süüteküünalde toitmisel kõrgepingega.

111. Voolu alaldamise meetodid. Elektrienergia tootmine ja transport vahelduvvooluna on lihtsam kui alalisvooluna. Seepärast kasutatakse meil vooluvõrkudes vahelduvvoolu. Paljudel juhtudel on aga alalisvoolu kasutamine vältimatu, näiteks elektromagnetites, elektrolüüsil, raadioaparaatides jne. Seetõttu on vajalik osata muuta vahelduvvoolu alalisvooluks. Selleks leidub mitmesuguseid võimalusi. Nii on võimalik vahelduvvoolu mootoriga käivitada alalisvoolu dünamot ja saada viimasest alalisvoolu. Seesugust



Joon. 190. Mootorgeneraator.

masinat nimetatakse mootorgeneraatoriks (joon. 190). Viimase kasutegur on 50—75%.

Põhimõtteliselt on lihtne saada vahelduvvoolust alalisvoolu ümberlüliti abil, mis lülimist teostab parajasti voolu suuna muutumisel. Tehniliselt valmistab see mõningaid raskusi, sest voolu suuna muutus toimub 100 korda sekundis.

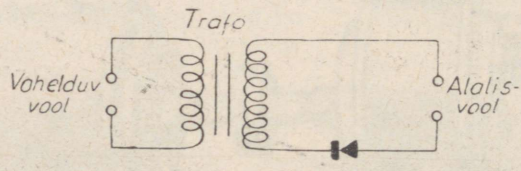
Nõrgemate voolude alaldamisel kasutatakse lülijana vahelduvvoolu sagedusega võnkuvat kontakti — nn. vibraatorit.

Laialdaselt rakendatakse nn. ventiili põhimõttel töötavaid alaldajaid. Need on riistad, mis lasevad voolu ühes suunas paremini läbi kui vastassuunas.

Kui juhtida näiteks aluselise aine elektrolüüti voolu Al ja Pb elektroodidega, pääseb vool läbi ainult siis, kui Al on katoodiks. Sel põhimõttel töötavad nn. elektrolüüt-alaldajad. Mõningate puuduste tõttu kasutatakse neid vähe.

Praktilisemad on nn. kuivalaldajad, kus kasutatakse kahe pooljuhi või pooljuhi ja metalli kokkupuutekoha omadust lasta elektrivoolu läbi ainult ühes suunas. Seda liiki alaldajaist on eriti heade omadustega viimasel ajal kasutusele võetud germaaniumalaldajad, mis kujutavad endast tina- ja indiumkontaktidega varustatud germaaniumplaadikesi. Tina ülesandeks on kontakti loomine germaaniumiga, ventiilina töötab aga germaaniumi ja indiumi kokkupuutekoht.

Laialdaselt on kasutusel seleenalaldajad, kus ventiilina töötavaks osaks on seleeniga kaetud raudplaat, mille takistus ühesuunalisele voolule on tuhandeid kordi suurem kui vastassuunalisele. Analoogiliselt töötab ka vaskalahapendiga (Cu_2O) kaetud vaskplaat. Üks plaat sobib 4—40 V alaldamiseks. Kõrgema pinge puhul lülitatakse vastav arv plaate järjestikku. Alaldatava voolu tugevus sõltub voolu juhtivate plaatide pindade suurusest. Kuivalaldajaid kasutatakse edukalt akude laadimiseks, elektrolüüsil, raadiotehnikas, elektrimõõteriistades jne.

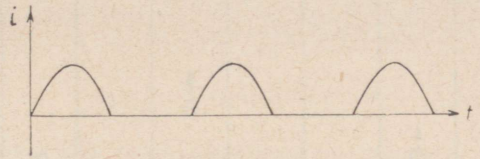


Joon. 191. Alaldaja lülitusskeem.

Elektrivoolul gaasides ja vaakuumis põhinevate alaldajate (diood-, gastotron- ja elavhõbeaurualaldaja) töötamise põhimõtted on kirjeldatud §-s 117.

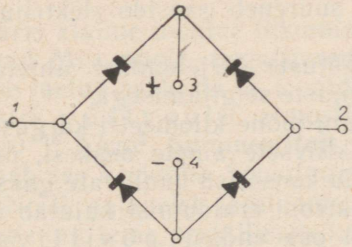
Lülides vooluringi ühe alaldajaelemendi, saame vahelduvvoolust kasutada ainult ühte poolperioodi, sest teise poolperioodi kes-

tel vool alaldajast läbi ei pääse. Saadav alalisvool on tõukeline (joon. 192).

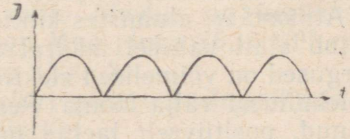


Joon. 192. Ühe elemendiga alaldatud voolu graafik.

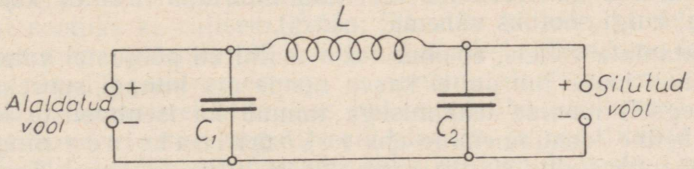
Mõlema poolperioodi kasutamiseks ja ühtlasema alalisvoolu saamiseks tuleb rakendada mitut alaldajaelementi. Joonisel 193 on kujutatud üks sobivaid lülitusviise nelja alaldajaelemendiga. Klemmidesse 1 ja 2 juhitakse vahelduvvool, klemmide 3 ja 4 vahel saame aga juba täisperiood-alalisvoolu (joon. 194).



Joon. 193. Täisperiood-alaldaja lülitus.



Joon. 194. Täisperiood-alaldatud vool.



Joon. 195. Voolu silumise skeem.

Alaldatud voolus esinevate voolutõugete silumiseks lülitakse vooluringi alalisvoolu ossa järjestikku induktiivtakistusest (L) ja paralleelselt ühendatud kondensaatoritest (C_1 ja C_2) nn. silumisfilter (joon. 195). Küllalt suure induktiivsuse ja mahtuvuse puhul saame praktiliselt konstantse pingega alalisvoolu.

VI. ELEKTRIVOOL GAASIDES

112. Atmosfääri ionisatsioon ja selle põhjused. Tähelepanekud igapäevases elus näitavad, et õhk ja teised gaasid on isolaatorid. Sellele vaatamata, et paljud isoleerimata elektrijuhtmed, nagu valgustusvõrgu või telefoni- ja telegraafiliinide traadid, asuvad väljas õhus, või et õhk ümbritseb toa seinakontaktide isoleerimata otsi — ei tule «voolu kaod» õhu kaudu kõne alla. Ometi on õigem gaase nimetada halbadeks elektrijuhtideks kui isolaatoriteks, sest väga vähesel määral gaasid siiski juhivad elektrit.

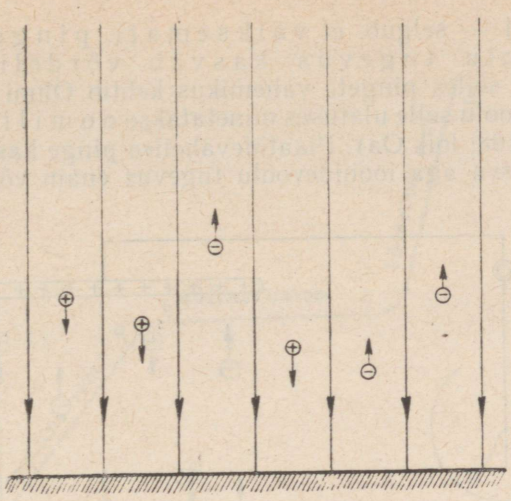
Teatud tingimustel aga — näiteks gaaside kuumendamisel, või kiiritamisel röntgenikiirtega — suureneb gaaside elektrijuhtivus märgatavalt.

Gaaside juhtivusega seotud nähtuste kirjeldamist alustame tavalise atmosfääriõhu juhtivuse põhjuste selgitamisega.

Atmosfääri alumistes kihtides, kuni mõne kilomeetri kõrguseni, hõljub alati vähesel määral radioaktiivsete ainete osakesi, mille kiirgused on võimelised elektrone õhu koosseisu kuuluvate gaaside molekulidest välja lööma. Peale elektroni eraldumist kujutab ülejäänud, positiivselt laetud molekuli osa endast *positiivset monomolekulaarset iooni*. Vabanenud elektronid liituvad peamiselt neutraalsete õhumolekulidega, mille tulemusena tekivad *negatiivsed monomolekulaarsed ioonid*. Radioaktiivsete ainete kiirguse kõrval põhjustab atmosfääri alumiste kihtide ioniseerimist veel maailmaruumist tulev kosmiline kiirgus, kuigi sootuks vähemal määral.

Vaatamata sellele, et õhus tekib mainitud põhjustel vahetpidamata uusi ioone juurde, ei kasva nende arv kunagi suureks, sest samaaegselt ioonide tekkimisega toimub ka isenimeliste ioonide omavaheline taasühinemine ehk *rekombinatsioon* ning õhus püsib ioonide hulga suhtes enam-vähem liikuv tasakaal. Tavaliselt leidub 1 cm^3 õhus mõnisada iooni, kusjuures valitseb väike positiivsete ioonide ülekaal, mis tekitab omakorda atmosfääris elektrivälja, mille tungjooned on tavaliselt suunatud Maa poole. Selle välja tugevus on normaalsete ilmastikutingimuste juures keskmiselt 1 V/cm. Vastavalt sellele on maapinnast 1 m kõrgusel oleva õhukihi potentsiaal ümmarguselt 100 V võrra suurem maapinna omast.

Elektrivälja olemasolu tõttu toimub Maad ümbritsevas atmo-



Joon. 196. Elektrivälja tungjooned atmosfääris normaaltingimustel. Ioonide püstvool.

sfääris alaline ioonide liikumine; positiivsed ioonid tavaliselt suunduvad Maa poole, negatiivsed aga maapinnast ülespoole. Niisugune laetud osakeste — ioonide liikumine püstsihis kujutab endast elektri püstvoolu atmosfääris, mille tihedus on keskmiselt $3 \cdot 10^{-16}$ A/cm^2. Summeeritult üle kogu Maa pinna ($5{,}1 \cdot 10^{18}$ cm^2) annab see keskmise voolutugevuse ca 1500 A.

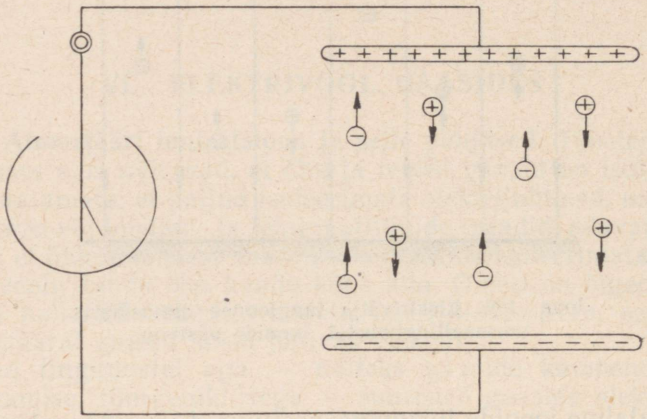
Neist andmeist järeldame, et elektri püstvool atmosfääris on liiga nõrk tema praktiliseks kasutamiseks.

113. Elektrivool gaasides. Mitte-iseseisev ja iseseisev lahendus. Eelmises paragrahvis selgus, et õhus ja üldse kõigis gaasides leidub alati teatud hulk ioone, mis põhjustavad gaaside elektrijuhtivust. Metallides ja vedelikes on elektrivoolu tugevus võrdeline pingega (Ohmi seadus), kuid gaasides on voolutugevuse sõltuvus pingest sootuks keerulisem. Selle sõltuvuse katseliseks selgitamiseks kasutame joonisel 197 kujutatud seadist. Ühendame kondensaatori plaadid elektromeetriga ja anname plaatidele erinimelised laengud. Tekkinud elektriväljas hakkavad õhu positiivsed ioonid liikuma kondensaatori negatiivsele plaadile ja negatiivsed ioonid positiivsele plaadile, moodustades sel viisil ioonide voolu. On selge, et isenimelised ioonid vähendavad plaatide laengut ning selle laengu kahanemise kiiruse järgi on võimalik otsustada ioonidevoolu tugevuse üle.

Kirjeldatud menetlust väga nõrkade voolude mõõtmiseks (alla 10^{-12} A) nimetatakse voolutugevuse elektromeetriliseks mõõtmisviisiks.

Pinge pideval tõstmisel — seega väljatugevuse suurenemisel

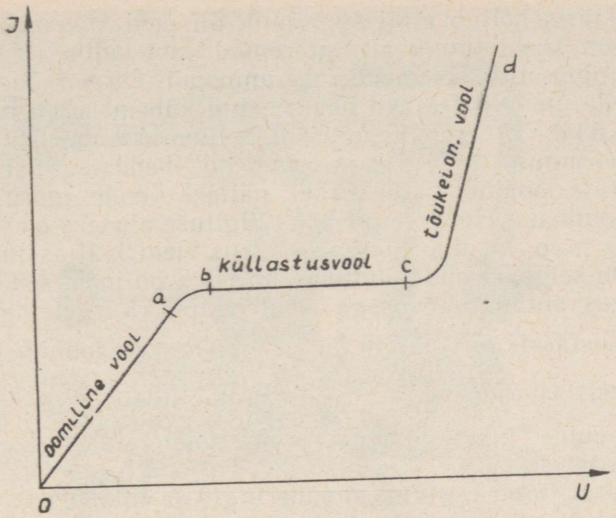
plaatide vahel — selgub, et väiksemate pingete korral ioonidevoolu tugevus kasvab võrdeliselt pingega. Seega selles pingete vahemikus kehtib Ohmi seadus, mistõttu ioonidevoolu selle ulatuses nimetatakse oomiliseks vooluks (joon. 198; lõik Oa). Plaatidevahelise pinge kasvades küllalt suureks ei kasva aga ioonidevoolu tugevus enam võrdeliselt pin-



Joon. 197. Õhuioonide vool kondensaatori plaatide vahel.

gega, vaid aeglasemalt (joon. 198; lõik ab) — tekib nn. poolküllastusvool. Edasisel pinge tõstmisel jõuame olukorrani, kus ioonidevoolu tugevus stabiliseerub konstantseks ega olene üldse enam pingest. Seda pingest olenematut ioonidevoolu nimetatakse küllastusvooluks (joon. 198; lõik bc). Kui pinget veelgi suurendada, siis teatud küllalt suure pinge korral kasvab ioonidevoolu tugevus järsku väga suureks — algab nn. tõukeionisatsioon (joon. 198; lõik cd).

Kirjeldatud nähtuste füüsikaline põhjendus on järgmine. Plaatide vahel olevas õhus leidub alati ioone. Andes plaatidele laenguid, tekitame plaatide vahel elektrivälja, mille tugevus kasvab võrdeliselt pingega. Tekkinud väljas hakkavad ioonid liikuma isenimelise laenguga plaatide poole, kusjuures ioonide kiirus on võrdeline väljatugevusega, seega plaatidevahelise pingega. Plaatidele jõudvate ioonide hulk, ühtlasi ka ülekantava laengu suurus on omakorda võrdeline ioonide kiirusega, mistõttu ioonidevoolu tugevus osutub võrdeliseks pingega. Pinge kasvades aga jõuame olukorrani, kus praktiliselt kõik tekkivad ioonid jõuavad isenimelistele plaatidele. Et ioonid tekivad väliste tegurite toimel, mitte aga elektrivälja enda mõjul, siis elektrivälja edasisel tugevnemisel suureneb küll ioonide kiirus, kuid plaatidele jõudvate ioonide hulk jääb konstantseks. Selles piirkonnas nn. küllastusvoolu tugevus ei sõltu



Joon. 198. Elektrivoolu tugevuse olenevus pingest gaasilises keskkonnas.

enam pingest. Elektrivälja kasvades tugevuseni ca 30 kV/cm muutub ioonide kiirus plaatide vahel niivõrd suureks, et nende põrkumisel neutraalsete õhumolekulidega löövad nad viimastest elektrone välja ja tekitavad sel viisil oma teel tohutu hulga uusi ioone, need omakorda uusi ioone jne. Algab tõukeionisatsioon ning ioonidevool tugevneb järsult.

Plaatidele jõudvate isenimeliste ioonide arvel hakkab laetud kondensaator tühjenema. Kui see tühjenemine toimub Ohmi seaduse kehtivuse või küllastusvoolu piirkonnas, kus ioonide tekkimine ei ole tingitud plaatidevahelisest elektriväljast, siis on meil tegemist nn. mitte-iseseisva lahendusega. Seevastu tõukeionisatsiooni piirkonnas, kus elektriväli ise põhjustab rõhuva enamiku ioonide tekkimise, toimub nn. iseseisev lahendus.

114. Atmosfääri ioonide suurus ja laeng. Elektroni väljalöömisega gaasi molekulist või elektroni liitumisel gaasi molekuliga tekib monomolekulaarne ioon. Tavaliste atmosfääritingimuste puhul on monomolekulaarsete ioonide iga väga lühike. Praktiliselt silmapilkselt liitub niisuguse iooni külge teatud hulk (10 kuni 15) neutraalseid molekule, moodustades võrdlemisi püsiva, ühekordset elementaarlaengut kandva kompleksi, mida nimetatakse molilooniks ehk kergeks iooniks.

Alatise põrkumise tõttu neutraalsete molekulidega liiguvad ioonid konstantse tugevusega elektriväljas teatud konstantse keskmise kiirusega.

Atmosfääris hõljub alati suur hulk ülipeeni kübemekesi, mille mõõtmed on siiski tunduvalt suuremad molekulide mõõtmetest. Põrkudes ning liitudes nendega, annavad kerged ioonid oma laengu neile üle. Nii tekivad õhus laetud kübemekesed, nn. *rasked ioonid*. Et aga niisuguseid hõljuvaid kübemekesi esineb väga mitmesuguses suuruses ja erinevate tihedustega, siis kindlat piiri üksikute ioonide liikide vahel, näiteks nende suuruse alusel, on raske tõmmata. Hoopis paremaks liigituse aluseks on *ioonide liikuvus*, s. o. ioonide liikumise kiirus elektriväljas tugevusega 1 V/cm. On selge, et mida suurema massiga on ioon, seda väiksem on ta kiirus antud tugevusega elektriväljas. Kergete ioonide liikuvus atmosfääris on suurem kui $1\frac{cm/s}{V/cm}$, raskete ioonide oma aga kõigest 0,001—0,00025 $\frac{cm/s}{V/cm}$. Ioone, mille liikuvus on kergete ja raskete ioonide liikuvuse vahepealne, nimetatakse *keskmisteks ioonideks*.

Tabelis nr. 6 on esitatud ioonide liigid ja liikuvus.

Tabel 6

Ioonide liigid ja liikuvus

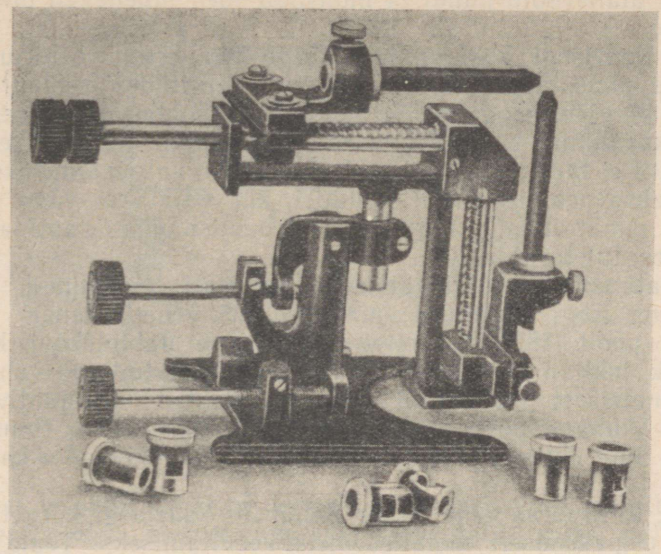
Ioonide liik		Liikuvus $\frac{cm/s}{V/cm}$
Molioonid		suurem kui 1
Keskmised	väiksemad	suurem kui 0,1
	suuremad	0,01—0,001
Rasked		0,001—0,00025
Ülirasked		väiksem kui 0,00025

Atmosfäärielektrilistes nähtustes etendavad põhilist osa just kerged ioonid, sest rasked ioonid — vaatamata nende suurele arvule (kuni mõnikümmend tuhat ioonide paari ühes kuupsentimeetris) — ei suuda oma väikese liikuvuse tõttu kuigi suuri laenguid ühest kohast teise üle kanda.

115. Elektri-kaarleeklamp. Olgu kaks retortsõe pulka ühendatud alalisvoolu allikaga, mille pinge on ca 100 V. Kui süte otsad viia esialgu kokkupuutesse ning seejärel veidi eemaldada, tekib nende vahel *kaarleek*. Nii nimetatakse helendavat gaaside sammast, mis ühendab valgelt hõõguvaid süte otsi. Esimesena tekitas kaarleegi vene õpetlane V. V. Petrov 1802. aastal, kasutades selleks tavalist puusütt.

1809. a. kordas neid katseid inglise teadlane H. Davy, kes nimetas süte vahel tekkivat leeki Volta kaareks.

Süte kokkupuutesse viimisel läbib kogu vool vaid üksikuid süte kokkupuutepunkte, mille tulemusena on takistus siin eriti suur ja kokkupuutekoht hakkab hõõguma. Kui söed teineteisest veidi eemaldada, siis kuumuse tõttu tugevasti ioniseeritud gaasid on



Joon. 199. Elektri-kaarleeklamp koos regulaatoriga.

võimelised läbi laskma sadadesse ja isegi tuhandetesse ampritesse ulatuvat voolu, kusjuures normaalse õhurõhu korral leegi temperatuur tõuseb 5000° — 5500° C. Aja jooksul põlevad söed järjest lühemaks ja leegi pikkus kasvab. Ühtlasi kasvab kiiresti ka leegi takistus; voolutugevus nõrgeneb sedavõrd, et ei suuda leegi temperatuuri enam säilitada ja leek kustub. Süütamiseks tuleb söepulgad uuesti kokkupuutesse viia. Leegi pikkuse süstemaatiliseks reguleerimiseks kasutatakse automaatseid või käsitsi juhitavaid regulaatoreid.

Hõõgumisel ei lühene söed ühtlaselt. Nimelt on positiivse söe põlemiskiirus ligi kaks korda suurem kui negatiivse oma, sest positiivse söeotsa temperatuur tõuseb normaalrõhul 4000° C-ni, negatiivse oma aga kõigest 3000° C-ni (25 at rõhu juures on positiivse söeotsa temperatuur 7000° C, s. t. ületab Päikese välispinna temperatuuri). Süte ühtlase lühenemise saavutamiseks põlemise kestel võetakse positiivne süsi ligikaudu 2 korda suurema ristlõike pinnaga. Hõõgumisel põleb negatiivne süsi teravaks, positiivsesse aga tekib õõnsus — nn. kraater. Elektri-kaarleeklambi poolt kiiratavast valgusenergiast väljub suurem osa positiivsest kraatrist, mistõttu püütakse viimast alati valgustatava ruumi poole pöörata.

Elektri-kaarleeklambi kasutamisel alalisvoolu puhul peab pinge olema vähemalt 90 V ja voolutugevus 3—4 A.

Vahelduvvoolu tarvitamisel töötab leeklamp juba 30 V pingega, kuid sama voolutugevuse korral annab ta 30% vähem val-

gust kui alalisvoolu puhul ja mõlemad söed lühenevad ühesuguse kiirusega.

116. Kaarleegi kasutamine. Kõrge temperatuuri tõttu annab leeklamp pimestavalt heledat valgust, tarvitades seejuures kõigest 0,3 W võimsusega voolu ühe küünla kohta, olles seega tunduvalt kasulikum kui igasugused hõõglambid. Liiga tugeva valguse tõttu ei tarvitata aga kaarleeki tubade valgustamiseks. Teda tarvitatakse peamiselt neil juhtudel, kus vajatakse väga tugevat valguse punktallikat, nagu kino projektsiooniaparaatides, prožektorites, tuletornides jne.

Linnatänavate valgustamiseks kasutati möödunud sajandi lõpul ning isegi käesoleva sajandi algul vene inseneri P. Jablotškovi poolt 1876. a. konstrueeritud nn. Jablotškovi küünalt. Kaarleek tekitati siin kahe paralleelselt asetatud söe vahel, mis olid teineteisest isoleeritud õhukese, elektrit mittejuhtiva aine kihiga. Viimane põles koos sütega aegamisi mõne tunni jooksul ära. Süte ühtlane põlemine saavutati vahelduvvoolu kasutamisega.

1882. a. kasutas vene leidur Benardos kaarleegi kõrget temperatuuri esmakordselt metallesemete keevitamiseks. Tema menetlust arendas 1888. a. edasi N. Slavjanov.

NSV Liidu metallitööstuses kasutatakse elektrikeevitust väga ulatuslikult. Selle täiustamiseks ja edasiseks väljaarendamiseks on asutatud teadusliku uurimise instituut. On välja töötatud menetlus keevitamiseks vahelduvvoolu abil (keevitustrafod) ja leiutatud keevitusautomaadid. Prof. K. Hrenov töötas välja menetluse keevitustööde teostamiseks vees jne.

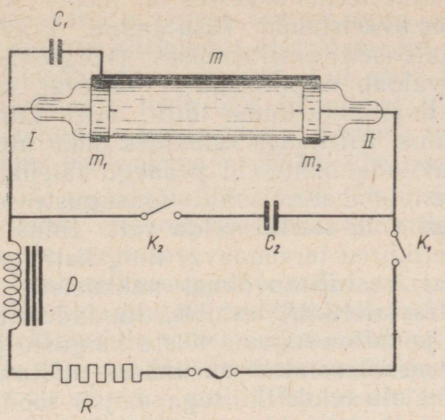
Prantsuse keemik H. Moissan konstrueeris 1892. a. kaarleegiahju, mida kasutatakse raskelt sulavate ainete sulatamiseks ja mitmesuguste karbiitide tootmiseks.

Kaarleek leiab kasutamist ka nn. elavhõbealaldajates, mis võimaldavad alaldada vahelduvvoolu (alates mõneamprilise tugevusega voolust kuni 10 000-amprilise vooluni). Peale nimetatud rakenduste kasutatakse kaarleeki veel mitmesugustel teistel tehnilistel aladel.

117. Elavhõbe-kvartslamp. Tavaline kaarleegi valgus sisaldab rikkalikult ultravioletseid kiiri. Kaarleegi vaatlemine kaitsmata silmadega on ohtlik mitte ainult liiga suure heleduse tõttu, vaid eriti just ultravioletikiirte kahjustava toime tõttu meie silmadele. Kaitsevahendina nende mõjude vastu kasutatakse tinasooli sisaldavate tumedate klaasidega kaitseprille.

Eriti intensiivset ultravioletset kiirgust saadakse elavhõbekvartslambi abil. Kaasajal kasutatakse peamiselt *vahelduvvoolul* töötavaid elavhõbe-kvartslampe, näit. ПРК-2, mida suurel hulgal toodab Nõukogude tööstus. Teistsuguse lülituse abil saab vajaduse korral seda lampi kasutada ka alalisvoolu ahelas.

ПРК-2 ehitus on järgmine. Sirgesse kvartstorru sisenevad täiesti õhukindlalt kaks sirget traatelektroodi (joon. 200, I ja II).



Joon. 200. Elavhõbe-kvartslambi lülitus-skeem.

Elektroodide otste kohal on kvartstoru ümbritsetud metallrõngastega (m_1 ja m_2), mis on omavahel ühendatud mõne millimeetri laiuse õhukese metallribaga m. See nn. kondensaatorriba ja rõngad loovad koos torusolevate elektroodidega teatud mahtuvuse, mis hõlbustab lambi süütamist. Kvartstorus on argoon ca 2—3 mm rõhu juures ja mõni tilgake elavhõbedat kvartstoru seinte küljes.

Lambi süütamine toimub vastava süüteseadeldise abil. Lüliti K_1 abil ühendame seadme vooluvõrguga. Seejuures vasakpoolne elektrood (I), rõngad m_1 ja m_2 ning metallriba m on laetud alati samanimeliselt. Parempoolne elektrood (II) aga osutub teda ümbritseva rõnga suhtes m_2 erinimeliselt laetuks. Arvesse võttes rõnga m_2 lähedust elektroodile (II), tekib nende vahel tavaliselt küllalt tugev elektriväli selleks, et argoonis algaks huumlahendus elektroodide vahel. Toru siseseinal olevad pisikesed elavhõbedatilgakesed hakkavad seejuures vabaneva soojuse tõttu aurustuma, tekitades kvartstorus varsti küllaldase elavhõbedaauru tiheduse kaarleegi tekkimiseks elektroodide vahel.

Lambi normaalne töörežiim saavutatakse ca 10 min. jooksul, mille kestel elavhõbeda auru rõhk kvartstorus kasvab ligi 1 atmosfäärini.

Kui seadme lülitamisel vooluahelasse K_1 abil lamp ei hakka tööle, siis tuleb vedrukontakti K_2 kiiresti mitu korda lülida ja katkestada, põhjustades võnkeahelas D—C_2 kõrgepingeliste vooluimpulsside tekkimist, mis osutuvad alati küllaldasteks lambi süütamiseks.

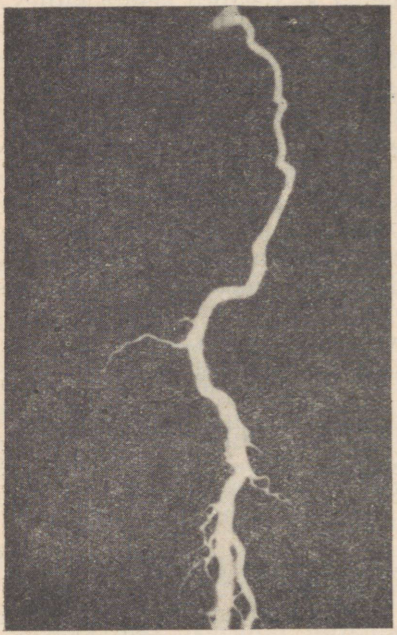
Helendav elavhõbedaauru sammas kiirgab spektri nähtava valguse kõrval (peamiselt rohelised ja sinised kiired) rohkesti ultraviolettkiiri, mis peaaegu takistamatult tungivad läbi kvartstoru seinte välja. Kaitseprillideta on elavhõbe-kvartslambi kiirguse vaatlemine silmadele väga ohtlik.

ПРК-2 keskmine teenistuskestus on 1000—1500 tundi.

118. Elavhõbe-kvartslambi kasutamine. Elavhõbe-kvartslampi kasutatakse laialdaselt arstiteaduses (kõrgustikupäike). Ultravioletkiirgus avaldab organismidele tugevat bioloogilist mõju oma bakteritsiidse toime tõttu, eriti lainepikkuste 254—257 mμ piirkonnas. Kiiritades ruumides õhku ultraviolettkiirtega, võime selles hävitada baktereid peaaegu täielikult, mis oluliselt vähendab inimeste nakatumisohtu igasugustesse nakkushaigustesse. Nende abil võib steriliseerida vett. Inimorganismile avaldavad ultraviolettkiired tervendavat ning karastavat toimet, suurendades ühtlasi vastupanuvõimet nakkustele. Otseseks raviks kasutatakse ultraviolettkiiri rahiidi, lümfadeniitide, skrofuloosi, luutuberkuloosi ja mitmesuguste teiste haiguste puhul.

Põllumajanduses teostatud uurimused näitavad, et loomade kiiritamine talvel ultraviolettkiirtega mõjub soodsalt nende arengule, kiirendades hapendumisprotsesse organismis ning tõhustades valgulist ja süsivesikulist ainevahetust. Loomade produktiivsus tõuseb 10—20% võrra.

Kui elavhõbe-kvartslambi kiirgusest soovitakse nähtav valgus kõrvaldada, siis juhitakse lambist tulevad kiired läbi tumedast klaasist akna, mis aga ultraviolettkiiri hästi läbi laseb (uvioolklaas, nikkelklaas). Nähtav valgus neeldub selles klaasis ja läbi pääseb vaid mittenähtav ultraviolettkiirgus.



Joon. 201. Sädeme ülesvõte.

Ultraviolettkiiri kasutatakse sageli nii mitmesuguste teaduslikkude uurimuste puhul kui ka tehnikas.

119. Säde. §-s 113 on kirjeldatud, kuidas tõukeionisatsiooni korral toimub gaasi ioniseerimine. See nähtus tuletab teatud määral meelde lumelaviini kasvamist mägedes, mis mõnikord saab alguse tähtsusetust veerema hakanud lumepallist. Tõukeionisatsiooni juures võib teatud piirkonnas suurem osa selle gaasi molekulidest osutuda ioniseerituks, mis võimaldab suurte laengute ülekandumist gaasi kaudu sädeme näol.

Säde kujutab endast looklevat, sageli hargnevat helendavat kanalit elektroodide vahel. Kogu protsess kestab siin lühikest aega, sest laengu väga kiire ülekandumise tõttu langeb pinge elektroodide vahel järsku ja säde kustub. Spektroskoobilised uurimised kin-

nitavad, et sädeme kanalis tõuseb temperatuur kuni 10 000° C-ni. Selle tulemusena sädeme piirkonnas olevad gaasid järsku paisuvad ja me kuuleme iseloomulikku raginat. Kui säde tekib õhus, siis sädelahenduse piirkonnas tekib õhu hapnikust (O_2) osoon (O_3), mille spetsiifilist lõhna on kerge tunda. Sädeme tekkimiseks õhus vajalik väljatugevus peab olema ~ 30 kV ühe cm kohta.

Sädeme võimalik maksimaalne pikkus õhus sõltub elektroodide kujust, suurusest, elektroodidevahelisest pingest, õhurõhust, temperatuurist ja õhu puhtusest.

Sädelahendus leiab mitmesugust tehnilist rakendamist. Nii ehitatakse väga kõrgete pingete mõõtmiseks *sädeelektromeetrid*, kus elektroodide vahel tekkiva sädeme pikkuse kaudu otsustatakse pinge suuruse üle. Optikas uuritakse aine koosseisu sageli nn. *sädespektrite* abil. Tihti on otstarbekas kasutada sädet väga kiiresti liikuvate esemete fotografeerimisel nende *hetkeliseks* valgustamiseks (valgustamise kestus on vaid mõni miljondik sekundit).

Juba varem pandi tähele, et säde söövitab elektroode, mille vahel ta tekib — või teisiti — sädeme tekkimist saadab nn. *elektroerosioon*. Eriti tugevasti mõjustatakse seejuures anoodi. Katkestuskontaktid, mille abil voolu korduvalt katkestatakse (elektrikõlisti vedrukatkestaja), «kuluvad» seetõttu suhteliselt ruttu. Nõukogude insenerid B. Lasarenko ja N. Lasarenko kasutasid selle nähtuse ära metallide töötlemisel, näit. väga kõvade sulamite lõikamiseks ja meelevaldse kujuga aukude puurimiseks metallidesse sädeme abil.

Lõhkamistöödel kasutatakse sädet lõhkeaine süütamiseks eemalt.

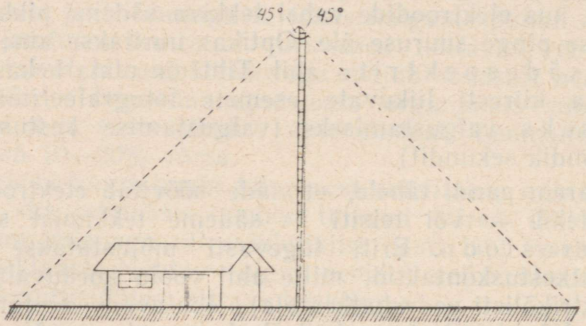
120. Äike, pikne ja piksekaitse. Teatud põhjustel — mille detailsem käsitlemine läheks väljapoole käesoleva kursuse raame — toimub suuremate elektrilaengute kogunemine pilvedesse peaaegu eranditult kuumal ajal. Äikesepilvedesse koguneva laengu suurus ulatub 20—300 kulonini, kusjuures pilve pinge Maa suhtes on 10^8 kuni 10^9 volti. Selliste tohutute pingete korral tekib õhus Maa ja pilvede vahel tõukeionisatsioon ning algab iseseisev lahendus sädeme näol, mida nimetatakse välguks. Üksiku välgu poolt ülekantav laeng kõigub 0,5 ja 100 kuloni vahel, mis, arvestades välgu lühikest kestust — mõni sajandik sekundit — vastab voolutugevusele 1000—400 000 amprit. Välgu pikkus on 2—3 km, kuid on registreeritud ka 50-km pikkusega välke. Välgukanali läbimõõt kõigub 1—60 cm vahel.

Välk põhjustab tugevasti kuumendatud gaaside järsu paisumise ning vesinikuks ja hapnikuks lahutatud veeauru (paukgaas) taasühinemise tõttu müristamist. Tekkinud häälelainete mitmekordne peegeldumine nii pilvedelt kui ka maapinnalt pikendab müristamise kestust mitme sekundini.

Äikeste koguarv maakeral ulatub 16 miljonini aastas, s. t. iga

päev tuleb ette keskmiselt 44 000 äikest. Iga äikese korral võib arvestada keskmiselt 200 pikselööki, seega tekib igas sekundis Maa ja pilvede või pilvede eneste vahel ligikaudu 100 võimsat elektrisädet — välku.

Mõnda keha tabades võib välk ta kas täielikult või osaliselt purustada; tabades aga süttivast materjalist keha, võib välk selle põlema panna. Tabab välk mõnd elavat organismi, siis on tema mõju eranditult surmav. Need on otsese välgulöögi mõjud. Peale nende võib välk põhjustada terve rea kaudseid kahjustusi, mille juures peatume allpool.



Joon. 202. Kaitsekoonus.

Tuntumaid piksekaitse liike on piksevarras. On kindlaks tehtud, et piksevardana kasutatav metall-latt kaitseb enda ümber koonusekujulist piirkonda, nn. k a i t s e k o o n u s t, mille tipuks on piksevarda tipp ja mille põhja raadius võrdub ligikaudu piksevarda kõrgusega. Vastavalt sellele on kõrgema piksevarda kaitsepiirkond suurem.

Püstitatava piksevarda süsteem oleneb sellest, mida soovitakse kaitsta. Vabrikute korstnaid, torne ja muid väga kõrgeid ehitisi kaitstakse püstpiksevarraste abil, kusjuures tuleb arvestada, et kaitstav objekt asuks üleni kaitsekoonuse piirkonnas. Kõrgemate linnahoonete kaitsmisel kasutatakse tervet rida omavahel ühendatud püstpiksevardaid.

Edasi tuleb mainida ohtlikku kaasnähtust, mis pikselöögi ajal esineb. Kui välk tabab eset või puud, piksevarrast või maapinda ennast, siis suundub välgu laeng mitte ainult maasse, vaid ka tabatud eseme ümber radiaalselt laiali. Seejuures maapinna punktid, mis sel hetkel asuvad tabatud esemele lähemal, on kõrgema potentsiaaliga kui kaugemal asuvad. Seetõttu üksikute maapinna punktide vahel, mis asuvad tabatud kohast erinevatel kaugustel, valitseb pinge, mida nimetatakse v a h e m i k u p i n g e k s. See potentsiaalide vahe võib tõusta miljonitesse voltidesse

ühe meetri kohta. Kujutame ette, et inimene seisab märjal maapinnal välgu poolt tabatava eseme suhtes nii, et üks jalg on sellele kohale lähemal, teine kaugemal. Sellises olukorras on inimese jalad erinevatel potentsiaalidel ja moodustavad haruühenduse. Seejuures võib inimene jalgade kaudu saada alumiste kehaorganite piirkonda niivõrd tugeva elektrilöögi, et see põhjustab halvatuse või ka surma. Eriti tundlikud on selles suhtes suuremad loomad, sest nende tagumiste ja esimeste jalgade vahemaa on pikem kui inimese samm; järelikult on nende vahel ka suurem pinge, ning haruvool, mis läbib looma keha, võib kutsuda esile südame halvatuse. On registreeritud juhtum, kus välgulöögi juures tekkinud vahemikupinge tõttu sai korraga surma 152 looma.

Üheks esimesist õhuelektri uurijaist oli väljapaistev Ameerika Ühendriikide teadlane ning poliitik B. Franklin, kes tõestas katseliselt välgu elektrilise olemuse (1752. a.) ning soovitas hoonete kaitseks pikselöökide vastu kasutusele võtta piksevardad.

Venemaal töötasid a. 1750—1753 välgu ning teiste õhuelektriliste nähtuste uurimisel koos M. Lomonossov ja G. Richmann. Viimane neist teostas esmakordselt teaduse ajaloos kvantitatiivseid uurimisi õhuelektri valdkonnas, konstrueerides selleks esimese elektromeetri (skaalaga varustatud elektroskoobi). Oma intensiivsete uurimistööde ajal sai ta aga 1753. a. pikselöögi läbi õnnetult surma.

M. Lomonossovi suureks teeneks on äikeseelektri tekkimise esimese teooria loomine. Selles teoorias sidus ta äikeselaengute tekkimist õhu püstvoolude kujunemisega kuumal suveajal. Üldjoontes on see teooria äikeseelektri tekkimisest jäänud püsima kuni tänapäevani. Ühtlasi avaldas Lomonossov esimesena arvamust (1753. a.), et virmalised kujutavad endast õhuelektrilist nähtust, mis kulgeb atmosfääri kõrgemates, hõrendatud kihtides.

Arvestades suurt majanduslikku kahju, mida äike võib põhjustada, on Nõukogude Liidus omistatud suurt tähelepanu välkude iseloomu ja mõju uurimisele ning leitud parimad piksekaitse süsteemid. Juhtival positsioonil õhuelektri probleemide lahendamisel on prof. I. Stekolnikov ja tema koolkond.

121. Koroonalahendus. Laetud juhtme pinna ebatasasuse tõttu (mikroskoopilised teravikud, kübemekesed jne.) on elektriväli tema vahetus ümbruses tavaliselt väga ebaühtlane. Seetõttu küllalt tugeva elektrivälja puhul — ca 30 kV/cm — võib tõukeionisatsiooni protsess juhtme ühes osas alata, teises aga veel mitte. Jälgides nähtust pimendatud ruumis, märkame juhtme ümber nõrka helendamist — nn. k o r o o n a t. Seega võib koroonat vaadelda sädelahenduse eelastmena. Piirkonnas, kus koroona tekib, on õhk tugevasti ioniseeritud, juhib järelikult hästi elektrit ning võimaldab seetõttu märkimisväärselt suurte laengute valgumist juhist õhku. Viimast asjaolu tuleb arvestada eriti elektri kõrgepingeliinide puhul. Õhuioonide kiire liikumine koroona piirkonnas

moodustab nn. elektrituule, mida võime märgata laetud teravikkude kohal.

Looduslikes tingimusis tekib koroona tavaliselt äikese eel, mil elektriväli atmosfääris on väga tugev. Sel juhul võib puude latvade, piksevarraste otste ja teiste taoliste teravike kohal mõnikord märgata nõrka sinakat helendamist. Ka laevamastide tipud on äikese eel sageli ümbritsetud koroonahelendusega nn. elmo tulede näol, mis vanal ajal meremeeste seas kabuhirmu põhjustasid.

Koroonalahendus leiab tehnilist rakendamist *elektrifiltrites* korstnagaaside puhastamiseks tahketest kübemekestest (tuhk, nõgi) ja *meditsiinilistes aeroionisaatorites*.

122. Iseseisev lahendus hõrendatud gaasides. Huumvalgus. Iseseisva lahenduse tekitamiseks õhus normaalrõhu juures vajame võimsat elektrivälja, sest molekulide ioniseerimiseks kulub suur hulk energiat. Peale iooni põrget molekuliga nii esialgne kui ka uued tekkinud ioonid ei ole enam energia poolest võimelised teisi molekule ioniseerima. Nad peavad enne saama küllaldase kiirenduse elektrivälja tungide toimel. Et aga normaalrõhul keskmine vaba tee — kaugus kahe teineteisele järgneva molekuli põrkekoha vahel — on väike (ca $6 \cdot 10^{-6}$ cm), siis sel teepikkusel nõrgemate elektriväljade korral ioonide energia ei kasva küllaldasel määral, et saaks tekkida ioonide laviin. See võib tekkida ainult siis, kui elektriväli on nii tugev $\left(\text{ca } 30 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right)$, et ta lühikese vaba tee ulatuses kiirendab ioone küllaldaselt molekuli ioniseerimiseks järgneva põrke korral.

Gaasi hõrendamisel suureneb aga molekulide keskmine vaba tee pikkus pöördvõrdeliselt rõhuga ja nüüd saavad nii ioonid kui ka vabad elektronid ka nõrkades elektriväljades küllaldaselt energiat ioonide laviini tekitamiseks. Seetõttu võib tõukeionisatsioon hõrendatud gaasides alata sootuks madalamate pingete juures.

Selle nähtuse eksperimentaalseks uurimiseks korraldame järgmise katse. Ühendame ca 1 m pikkuse hõrendustoru elektroodid alalisvoolu allikaga, mis on suuteline andma paari tuhande voldilist pinget. Niikaua kuni torus püsib normaalrõhk, ei märka me temas midagi erilist — elektroodidevahelist õhukihti läbiv elektrivool on liiga madala pinge tõttu tähtsusetult nõrk. Kui aga torus õhku hõrendada, siis mõnesentimeetrilise rõhu juures algab lahendus. Elektroodide vahel tekib looklev niidikujuline säde, mis rõhu langedes laieneb esialgu helendavaks sinakaks valgusepaelaks ja hiljem täidab peaaegu kogu toru osa elektroodide vahel. Katoodi pinnal tekib lillakas helendav kiht — esimene *katoodhelendus*. Algab nn. *huumlahendus*. Kiirgava õhusamba värvus sõltub toru täitvast gaasist. Nii näiteks annab neoon telliskivipunase, süsihappegaas — sinakashalli kiirguse jne.

Edasisel õhu hõrendamisel mõne mm-ni katoodhelendus eemaldub pisut katoodi pinnalt, mistõttu nende vahel tekib väga õhuke mittekiirgav kiht — nn. Astoni pimeruum. Katoodhelendusele järgneb katoodilähedane ehk esimene pimeruum (Crookes'i pimeruum); edasi järgneb suhteliselt nõrgalt sinakalt helendav huumsammas ning selle järgi teine pimeruum (Faraday pimeruum). Faraday pimeruumi lõppedes algab intensiivne roosakalt helendav positiivne sammas, mis ca 1 mm rõhul laguneb üksikuteks helendavateks kihtideks — nn. straatideks, mis on teineteisest eraldatud pimedate vahekihtidega. Positiivse samba helendamise intensiivsus on maksimaalne rõhul ca 4—2 mm..

Rõhu vähenedes 0,1 mm-ni, helendav positiivne sammas praktiliselt kaob. Järjest nõrgenev negatiivne huumsammas ulatub peaaegu anoodini, esimene pimeruum aga suureneb. Edaspidisel rõhu vähendamisel alla 0,01 mm valgusnähtused hõrendatud õhu sambas kaovad enam-vähem täielikult.

Huumlahenduse positiivse samba helendamist kasutatakse väga mitmesuguseks otstarbeks (valgusreklaamide valmistamiseks, öölampidena, signaal- ja kontroll-lampidena jne.). Laboratoorses praktikas rakendatakse huumvalgust mitmesugustel spektraalanalüütilistel töödel, kasutades huumvalguse allikana nn. Geissleri torusid (rõhk 4—2 mm). Veel rakendatakse huumlahendust gaaslahenduse pingestabilisaatorites, tiratronides ja mõningates teistes vaakuumelektrilistes vahendites.

123. Katoodkiired. Kui hõrendada huumlahenduse torus gaasi rõhuni mõni tuhandik torri, siis ei märka me temas peaaegu mingisugust gaasi helendamist; küll aga hakkavad toru seinad, peamiselt katoodi vastas, intensiivselt rohekalt fluorestseerima.

Et fluorestseerib peamiselt katoodi vastassein, siis järeldati, et katoodi pinnalt lähtuvad nähtamatud kiired, mis seda fluorestsentsi põhjustavad. Neid kiiri hakatigi nimetama katoodkiirteks.

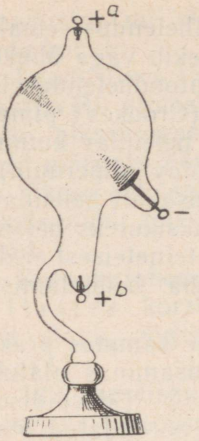
Vastavatest katsetest selgus:

1) Katoodkiired tekivad katoodil. Lahkudes katoodilt risti tema pinnaga, levivad nad sirgjooneliselt, praktiliselt olenemata anoodi asukohast.

2) Katoodkiired põhjustavad paljude ainete luminestseerumist, nn. katoodluminestsentsi.

3) Katoodkiired ei läbi tahkeid kehi, olgu need juhid või isolaatorid, valguse suhtes läbipaistvad või läbipaistmatud. Seda tõendab «varju» tekkimine iga tahke keha taha vaakuumtoru fluorestseerivale seinale. Ühtlasi märgime, et katoodkiired ei ole võimelised vaakuumtoru seintest läbi tungima.

4) Katoodkiirte toimel kuumeneb see koht, kuhu nad langevad. Katoodkiirte osakeste kineetilise energia arvel hakkavad keha molekulid kohal, kuhu katoodkiired langevad, intensiivsemalt võnkuma, mistõttu temperatuur selles kohas



Joon. 203. Katoodkiirte levimise olenematus anoodi asukohast. On täiesti ükskõik, kas anoodiks valida elektrood *a* või *b*, fluorestseeriv laik oma asendit katoodi vastasseinal ei muuda.

tõuseb. Eriti suur on temperatuuri tõus siis, kui koondada katoodkiired kitsale alale mõnel raskestisulavast metallist lehekesel. See on teostatav nõgusapinnalise katoodi korral, mil selle pinnaga risti levivad katoodkiired koonduvad enam-vähem kitsale laigule katoodi kõveruskeskpunkti piirkonnas.

5) Katoodkiired avaldavad mehaanilist rõhku pinnale, kuhu nad langevad. Selle nähtuse demonstreerimiseks kinnitatakse hõrendustoru teljele väga kerged metalltiivakesed nii, et nad asuksid katoodkiirte teel. Tiivakesed hakkavad katoodkiirte toimel pöörlema, millest järeldame, et katoodkiirte kimpu kuuluvad osakesed annavad neile oma impulsi üle.

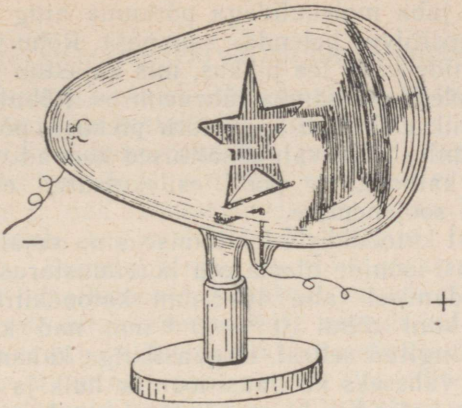
6) Katoodkiired põhjustavad mõningate ainete keemilist muutumist. Nii näiteks fotoplaadil peale kiiritamist katoodkiirtega leiame ilmutades tumeda laigu, mis on täiesti sarnane valgustamise tõttu tekkinud laiguga.

7) Katoodkiired painduvad homogeenses elektriväljas paraboli kaart mööda positiivse plaadi poole. Juhtides tõkestavas vaheseinas tehtud pilu kaudu kitsa katoodkiirte kimbu fluorestseerivale ekraanile, millele see kimp jätab nähtava jälje, ning andes hõrendustorus olevatele kondensaatori plaatidele isenimelised laengud, märkame kiirte tee paindumist tekkinud elektriväljas. Täpsemad uurimused näitavad, et see paindumine toimub parabooli kaart mööda.

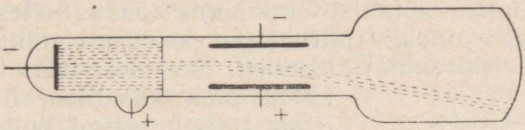
8) Katoodkiired painduvad homogeenses magnetiväljas ringjoone kaart mööda. Seda nähtust võime tähele panna katoodtoru asetamisel küllalt tugevasse homogeensesse magnetivälja. Kiirte trajektoori jälgimine toimub nii nagu eelneva katse puhul.

9) Katoodkiired loovad enda ümber magnetivälja. Nõukogude Liidu akadeemik A. F. Joffe tõestas, et katoodkiirte kimbu ümber on olemas magnetiväli, mis on täiesti analoogiline magnetiväljaga elektrivoolu ümber metalses juhtmes.

10) Katoodkiired kannavad negatiivset laengut. Nõguskatoodilt lähtuvad katoodkiired koonduvad õõnsa silindri sisemuses ja annavad lõpuks oma laengu üle silindri seintele. Silinder on ühendatud elektroskoobiga, kuhu kogunenud laengu uurimine näitab, et katoodkiired kannavad negatiivset laengut.



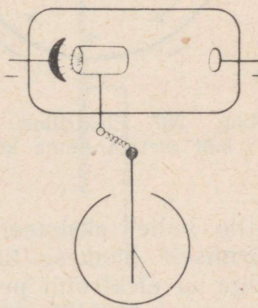
Joon. 204. Tähe vari katoodtoru fluoresseerival seinal.



Joon. 205. Katoodkiirte paindumine plaatkondensaatori elektriväljas parabooli kaart mööda positiivse plaadi poole.

J. J. Thomsoni[1] spetsiaaluurimised näitasid, et katoodkiired on elektronide vool, mille kiirus suure elektroodidevahelise pinge korral läheneb valguse kiirusele (kuni 0,9 c).

Katoodkiirte tekkimise mehhanism on järgmine. Hõrendustorus olevad gaasi-ioonid liiguvad isenimeliste elektroodide poole, kusjuures positiivsed ioonid, liikudes suure kiirusega, põrkavad vastu katoodi ning löövad oma kineetilise energia arvel sellest elektrone välja (anoodil seda ei juhtu, sest negatiivsete ioonide toimel lahtilöödud elektronid tõmbuvad otsekohe anoodile tagasi). Et gaas on torus hõrendatud, siis elektronid enne põrkumist gaasimolekuliga läbivad mõne sentimeetri pikkuse tee (vaba tee pikkus). Selles piirkonnas gaasi helendamine puudub. Teatud kaugusel katoodist hakkavad



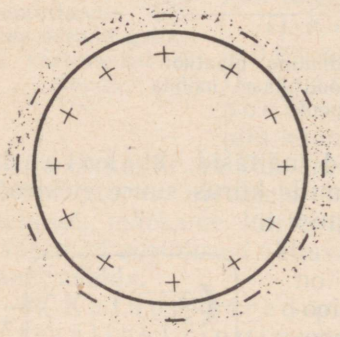
Joon. 206. Seadis katoodkiirte poolt ülekantava laengu demonstreerimiseks.

[1] Joseph John Thomson (džouzif džon tomson) (1856—1940), väljapaistev inglise füüsik.

aga elektronid juba molekulidega põrkuma ning ergutavad neid kiirgamisele (positiivne helendav sammas). Rõhu vähenedes torus kasvab elektronide vaba tee pikkus, mis kajastub pimeruumi suurenemises ja helendava samba lühenemises. Rõhul mõni tuhandik mm läbib enamik elektrone kogu toru pikkuse, põrkumata gaasimolekulidega, mille tõttu valgusnähtused kaovad ning nende asemele ilmuvad katoodkiirte poolt esilekutsutud efektid — klaasi fluorestsents ja soojenemine.

Nii näeme, et katoodkiirte tekitamiseks on vajalik teatud hulga positiivsete gaasi-ioonide olemasolu hõrendustorus. Seetõttu rõhu edasisel vähendamisel alla 10^{-3} mm katoodkiirte intensiivsus juba kahaneb, kuni rõhul 10^{-5}—10^{-6} mm nad kaovad sootuks. Ilmselt on see tingitud sellest, et gaasihulga kahanedes hõrendustorus jääb seal väheseks ka gaasi-ioonide hulk ja rõhul 10^{-6} mm veel mõni üksik katoodile langev ioon ei suuda enam märkimisväärset elektronide voolu katoodkiirte näol alal hoida.

124. Hõõgkatood. Nagu teame, leidub metallides suurel hulgal vabu elektrone, mis on alatises kaootilises liikumises, kuid siiski ei lahku metallist tema pinna kaudu. Sellest tuleb järeldada, et metalli pindkihi piirkonnas eksisteerib mingi elektriväli, mis takistab elektronide lahkumist. See elektriväli tekib järgmiselt: oma kaootilise liikumise käigus tungib teatud hulk vabu elektrone metalli pindkihi ioonide vahelt läbi ja satub väljapoole pindkihti. Selle tulemusena osutub viimane positiivselt laetuks ning tõmbab elektrone otsekohe tagasi. Tagasilangenud elektrone asendavad uued, vahepeal läbitunginud elektronid jne. Nii kujuneb olukord, kus metalli pind oma vahetus läheduses on ümbritsetud elektronide «atmosfääriga», luues elektrilise kaksikkihi: positiivne metalli pind — negatiivne elektronide atmosfäär. Elektriline kaksikkiht sarnaneb teatud määral laetud kondensaatori plaatidega, mille vahel eksisteerib elektriväli. See elektriväli ei ulatu küll äärmiselt õhukese kaksikkihi piirkonnast kaugemale, kuid on selge, et elektronil peab metallist lahkumiseks olema küllaldaselt energiat kaksikkihi elektrivälja tungide ületamiseks või nn. väljumistöö tegemiseks.



Joon. 207. Elektriline kaksikkiht metalli pinna kohal.

Väljumistöö A suurus võrdub elektroni laengu e ja kaksikkihi välja potentsiaalide vahe U korrutisega, s. t. $A = eU$. Tavaliselt avaldatakse väljumistööd elektronvoltides. Ta suurus kõigub olenevalt metallist mõne elektronvoldi piirides.

Järelikult elektroni lõplikuks lahkumiseks metallist peab ta

kineetiline energia olema suurem või võrdne väljumistööga: $\frac{mv^2}{2} \geqslant eU$.

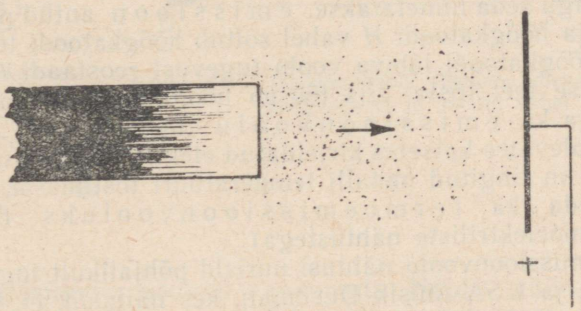
Selle valemi kasutamisel tuleb silmas pidada, et ta kehtib siis, kui kiiruse v suund on risti metalli pinnaga.

Üldiselt madalate temperatuuride juures ja isegi toatemperatuuril vabade elektronide kineetilisest energiast ei piisa väljumistöö teostamiseks ja nad ei suuda metallist pinna kaudu lahkuda.

Olukord muutub, kui metalli temperatuuri tunduvalt tõsta (1200—2000° K). Sellistel temperatuuridel põrkumiste tõttu juba kiiresti liikuvate metalli-ioonidega kasvab vabade elektronide kiirus sedavõrd, et nende kineetiline energia osutub küllalt suureks ja elektronid hakkavad massiliselt metallist ümbritsevasse ruumi väljuma. Kui selles olukorras välist elektrivälja mitte luua, siis jäävad väljunud elektronid hõõguva metalli ümber hõljuma elektronide pilve näol. Seda põhjustab asjaolu, et elektronide tunduva hulga väljumisel metallist omandab metall ka tunduva positiivse potentsiaali, mis takistab elektronide eemaldumist temast.

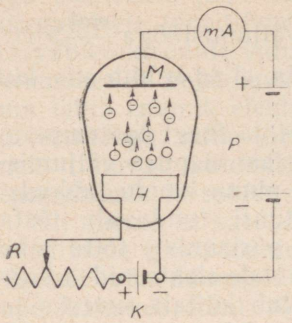
Suur hulk elektrone langeb jälle tagasi metallile, neid asendavad uued metallist väljuvad elektronid, kuni on saavutatud elektronide hulga liikuv tasakaal. Selline väljakujunenud elektronide pilv hõõguva metalli ümber loob negatiivse ruumlaengu.

Niipea aga, kui lähendada hõõguvale metallile mingi küllalt tugevalt positiivselt laetud keha, tormavad pilve moodustavad elektronid selle keha poole, negatiivne ruumlaeng väheneb või kaob sootuks ja hõõguvast metallist võivad uued elektronid hõlpsamalt väljuda, sest neil ei tule ületada juba eesolevate elektronide tõukavat välja. Et vältida õhumolekulide takistavat mõju elektronide liikumisele, sooritatakse vastavaid katseid vaakuumis.



Joon. 208. Hõõguvast metallist väljunud elektronid suunduvad positiivselt laetud plaadile.

Elektronide üleminek positiivsele plaadile kestab vaid lühikest aega, sest kaotanud hulga elektrone, suureneb hõõguva metalli potentsiaal ja ta elektrivälja mõju tasakaalustab peagi välise elektrivälja (positiivse plaadi) toime ning elektronid ei suuda enam selleni jõuda.



Joon. 209. Kui vaakuumkolvis olev hõõgniidike *H* panna küttepatarei *K* abil hõõguma ning ühendada vooluallika *P* katoodiga, metallplaadike *M* aga anoodiga, siis moodustavad hõõgniidist väljuvad elektronid pideva elektronide voolu, mida mõõdab milliampermeeter *mA*.

Pidevat elektronide väljavoolu hõõguvast metallist on võimalik saavutada sel teel, et ühendame hõõguva metalli mingi elektrivooluallika negatiivse elektroodiga, mille tagajärjel hõõguv metall muutub nn. h õ õ g k a t o o d i k s. Hõõgkatoodist lahkuvad elektronid asendatakse pidevalt vooluallikast tulevatega, mistõttu hõõgkatoodi potentsiaal ei tõuse ja ta ei takista enam elektronide eemaldumist metallist.

Vastava katse korraldus on kujutatud joonisel 209. Vaakuumkolvis on hõõgniit *H* ja metallplaadike *M*. Patarei *K* ülesandeks on hoida niidikest *H* hõõgumas. Hõõgkatoodiks muutub niidike niipea, kui ta ühendada erilise patarei *P* (pinge ca 150—200 V) katoodiga, plaadike *M* aga sellesama patarei anoodiga. Hõõgniidist plaadikesele ülekanduva elektronide voolu tugevust mõõdab milliampermeeter *mA*. Sellistest katsetest märkame, et mingit elektronide voolu ei teki, kui hõõgniit *H* on külm. Samuti ei teki elektronide voolu, kui hõõgniidike *H* ühendada vooluallika *P* anoodiga ja plaadike *M* katoodiga. See on ka arusaadav, sest sel korral on hõõgniit positiivselt laetud ja elektronid ei saa temast üldse väljuda. Ühtlasi võime nende katsete põhjal selgusele jõuda, et elektronide väljumine hõõgkatoodist ehk, nagu seda nimetatakse, e m i s s i o o n antud pinge puhul anoodi *M* ja hõõgkatoodi *H* vahel sõltub hõõgkatoodi temperatuurist. Kui hõõgkatoodi läbiva voolu tugevust reostaadi *R* takistuse kahandamise teel tõsta, siis tõuseb hõõgkatoodi temperatuur ja koos sellega ka e m i s s i o o n v o o l u tugevus.

Et käesolevates katsetes kirjeldatud elektronide voolu tekkimine vaakuumis on tingitud metalli temperatuuri tõstmisest, siis nimetatakse seda ka t e r m o e m i s s i o o n v o o l u k s (mitte ära segada termoelektriliste nähtustega).

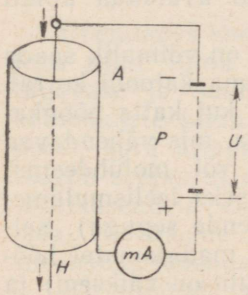
Termoemissioonvoolu nähtusi uurisid põhjalikult inglise füüsik Richardson ja USA füüsik Dushman, kes näitasid, et termoemissiooni küllastusvoolu sõltuvus hõõgkatoodi absoluutsest temperatuurist konstantse pinge puhul hõõgkatoodi ja anoodi vahel on väljendatav seose kaudu:

$$j = AT^2 e^{-\frac{b}{T}}.$$

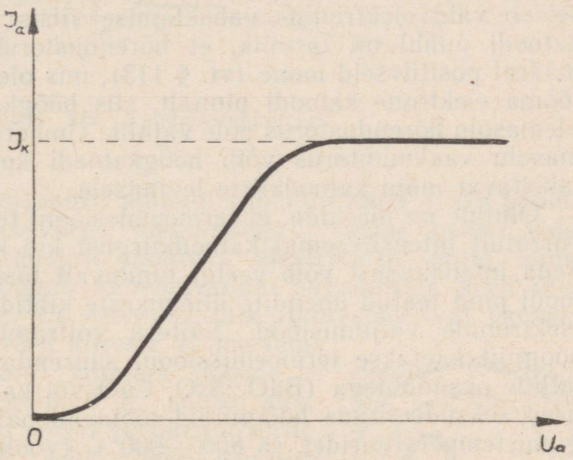
Selles valemis tähendab j termoemissioonvoolu tihedust, T — hõõgkatoodi absoluutset temperatuuri, $e = 2{,}71828$ — loomulikkude logaritmide alust, A ja b — igale metallile vastavaid erinevaid

konstante, mis leitakse katselisel teel (teoreetiliselt peab A olema ühesugune kõikide metallide puhul: $A = 120 \frac{\text{amprit}}{\text{cm}^2\text{kraad}^2}$, b aga kujutab endast antud metalli korral väljumistöö suuruse jagatist Boltzmanni konstandiga).

125. Küllastusvool. Katsetest selgus, et termoemissioonvoolu tihedus sõltub pingest hõõgkatoodi ja anoodi vahel. Et seda sõltuvust selgitada, kasutatakse joonisel 210 kujutatud seadist. Sirge hõõgniit H, mida läbib küttevool, on ümbritsetud silindrikujulise anoodiga A, mille abil saab kinni püüda kõik hõõgniidist väljuvad elektronid. Patarei P katood on ühendatud hõõgniidiga, positiivne poolus aga läbi milliampermeetri mA silindrilise anoodiga. Hõõg-



Joon. 210. Katseseadis sõltuvuse selgitamiseks termoemissioonvoolu tiheduse ja hõõgkatoodi ning anoodi vahelise pinge vahel.



Joon. 211. Emissioonvoolu tiheduse olenevus pingest hõõgkatoodi ja anoodi vahel.

niit ja anoodsilinder asuvad vaakuumis. Hoides nüüd kütteniidi temperatuuri konstantsena (küttevoolu konstantsena hoidmise teel) ning muutes patarei pinget U, leiame, et emissioonvoolu tihedus pinge suurenedes kasvab, kuid mitte Ohmi seaduse, vaid hoopis keerukama olenevuse järgi. Graafiliselt on see olenevus kujutatud joonisel 211. Voolu tihedus kasvab teatud piirini, mida ta, vaatamata pinge suurenemisele, enam ei ületa. See moment saabub siis, kui elektriväli hõõgkatoodi ja anoodi vahel on kasvanud niivõrd tugevaks, et kõik hõõgniidist väljuvad elektronid tõmbuvad anoodile. Seda maksimaalset emissioonvoolu tihedust kons-

tantse temperatuuri juures nimetatakse *küllastusvoolu tiheduseks*.

Termoemissioonvoolu tiheduse sõltuvust hõõgkatoodi ja anoodi vahelisest pingest konstantse temperatuuri puhul uurisid vene füüsik S. Boguslavski ja USA füüsik I. Langmuir, kes teineteisest sõltumatult avastasid seaduspärasuse, mida tuntakse Boguslavski-Langmuiri valemi ehk «$^3/_2$ seaduse» nimetuse all:

$$j = aU^{\frac{3}{2}},$$

kus U on pinge hõõgkatoodi ja anoodi vahel ning a — võrdetegur, mis sõltub elektroodide suurusest, kujust ja vastastikusest asendist.

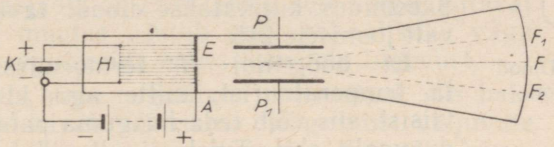
Et termoemissioonvool kujutab endast elektronide voolu vaakuumis, siis sisuliselt on meil tegemist katoodkiirtega. Erinevus seisab vaid elektronide vabastamise viisis metallist. Kui külma katoodi puhul on tarvilik, et hõrendustorus leiduks küllaldasel määral positiivseid ioone (vt. § 113), mis oleksid võimelised välja lööma elektrone katoodi pinnalt, siis hõõgkatoodi korral ioonide olemasolu hõrendustorus pole vajalik. Ümberpöördult — gaasi olemasolu vaakuumtorus võib hõõgkatoodi korral avaldada ainult takistavat mõju katoodkiirte levimisele.

Oluline on märkida, et termoemissiooni teel on võimalik saada võrratult intensiivsemat katoodkiirgust kui külma katoodi korral. Seda intensiivsust võib veelgi tunduvalt tõsta, kui katta hõõgkatoodi pind teatud ühendite üliõhukeste kihtidega, mis vähendavad elektronide väljumistööd. Näiteks volframist või molübdeenist hõõgniit kaetakse termoemissiooni suurendamiseks leelismuldmetallide oksüüdidega (BaO, SrO, CaO või ka nende seguga). Sellised «oksüdeeritud» hõõgniidid töötavad palju madalamatel hõõgumistemperatuuridel, ca 800°—900° C (voolukulu on väiksem) ja nende emissioonivõime ulatub kuni 1 A/cm^2. Puhtast volframist hõõgniit aga vajab töötamiseks kuumendamist üle 2000° C, kusjuures ta emissioonivõime ulatub kõigest kuni 0,1 A/cm^2.

Termoemissiooni nähtus leiab tänapäeval erakordselt laialdast kasutamist mitmesuguste füüsikaliste riistade juures, mida omakorda rakendatakse laialdaselt tööstuses, tehnikas, arstiteaduses, põllumajanduses jne. Järgnevalt kirjeldame mõningaid nendest.

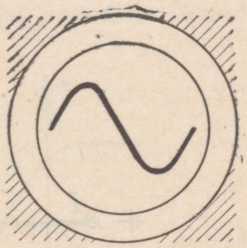
126. Katoodostsillograaf. Katoodostsillograafi kasutatakse kiiresti kulgevate elektriliste protsesside uurimisel. Ta kujutab endast hõõgkatoodtoru, mille hõõgniit H pannakse hõõguma küttepatarei K vooluga (joon. 212). Anoodiks on torru sisseviidud elektrood A. Metallekraani E keskel on väike avaus. Anoodpatarei negatiivne poolus on ühendatud hõõgniidiga (hõõgkatood), positiivne poolus aga anoodiga A. Intensiivne katoodkiirte kimp väljub hõõgniidist ning suundub anoodi poole. Sealt pääsevad kiired edasi vaid kitsa kimbuna — nn. *elektronkiirena* — läbi anoodi avause. Kogu seadeldist kitsa elektronkiire saamiseks nimetatakse mõnikord *elektronkahuriks*. Hõõgkatoodtoru tagasein on kaetud in-

tensiivselt fluorestseeriva ainega, nii et katoodkiirte kimbu langedes tagaseinale tekib sellel helendav täpp F. Kondensaatori plaatidele P ja P_1 pinge andmisel tekib nende vahel elektriväli ja katoodkiirte kimp kaldub selles väljas parabooli kaart mööda positiivse plaadi poole. Helendav laik tagaseinal muudab oma asendit, nihkudes samuti allapoole, asendisse F_2. Kui aga muuta plaatide pinge vastupidiseks, siis nihkuks valguslaik asendist F ülespoole. Et elektronkiire kaldumine plaatidevahelises elektriväljas on võrdeline pingega plaatide vahel, siis võib elektronostsillograafi kasutada kiiresti reageeriva voltmeetrina.



Joon. 212. Katoodostsillograaf.

Ühendades kondensaatori plaadid vahelduvvoolu allika poolustega (näit. linna vooluvõrgu klemmidega), saame nende vahel tugevuse ja suuna poolest muutuva elektrivälja, mille toimel katoodkiirte kimp võngub vahelduvvoolu sagedusega kord ülespoole, kord allapoole. Et helendav laik fluorestseerival ekraanil liigub seejuures niivõrd kiiresti, et me tema üksikasendeid ekraanil silmaga jälgida ei saa, siis näeme tegelikult F suhtes sümmeetrilist, helendavat sirget vertikaalkriipsu.

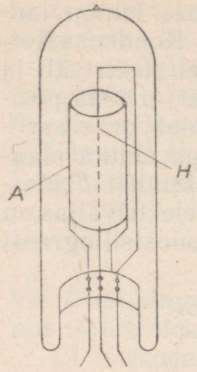


Joon. 213. Linna vooluvõrgu vahelduvvoolu sinusoid katoodostsillograafi fluorestseerival ekraanil.

Kirjeldatud pilt tekib kondensaatori plaatide tasapindade horisontaalse asendi puhul. Kui aga kondensaatori plaatide tasapinnad paigutada vertikaalselt, siis saame fluorestseerival ekraanil horisontaalse helendava sirge.

Tööstuslikult toodetavatesse ostsillograafidesse on paigutatud kaks vastastikku risttasapinnalist kondensaatorite plaatidepaari. Sel korral, kui ühendada mõlemad kondensaatorid vahelduvvoolu allikaga, sunniks ühe plaatidepaari väli katoodkiirte kimpu võnkuma ristsuunas teise plaatidepaari poolt esilekutsutava kimbu võnkumisega. Fluorestseerival ekraanil saaksime Lissajous' (l. lissažuu) kujundi.

Et katoodkiirte kimp on peaaegu inertsivaba, siis võib katoodostsillograafi abil uurida väga kiiresti muutuvaid elektrivälju. (Katoodostsillograafide tegelik ehitus on väga komplitseeritud.

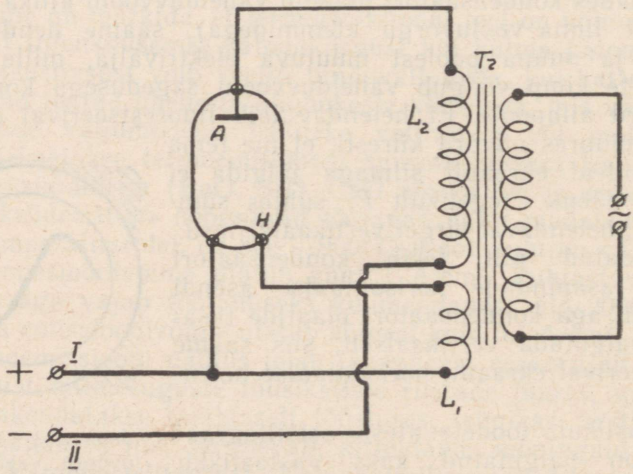


Joon. 214. Diood ehk kenotron.

Katoodkiirte kimbu suunamiseks torus kasutatakse tihti magnetivälju.)

127. Elektrontoru. Lihtsaimaks elektrontoru tüübiks on d i o o d ehk kenotron (kahe elektroodiga elektrontoru). Kinnises klaaskolvis (joon. 214), milles tekitatakse kõrgvaakuum (kuni 10^{-7} torri), asub hõõgkatood H — tavaliselt oksüüdikihiga kaetud volframniit. Seda hõõgniiti ümbritseb mõne mm kaugusel õhukesest plekist metallsilinder A, mida kasutatakse anoodina (võrrelda joonisega 210). Skeemides kujutatakse dioodi tavaliselt vastavalt joonisele 215.

Et hõõgniidi H termoemissioon sõltub ta temperatuurist, mitte aga kuumendamise viisist, siis võib teda hõõguma panna ka vahelduvvoolu abil. Tuleb ainult silmas pidada, et t e r m o e m i s s i o o n v o o l võib ahelas voolata vaid siis, kui anood on positiivse potentsiaaliga. Sel põhimõttel kasutatakse kenotrone vahelduvvoolu alaldamisel.

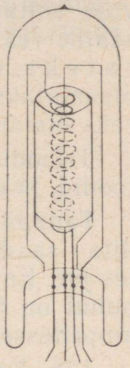


Joon. 215. Kenotron vahelduvvoolu alaldajana.

Trafol Tr on kaks sekundaarmähist: küttevoolu mähis L_1 ja pingemähis L_2. Küttemähisest L_1 saadava vahelduvvooluga kuumendatakse hõõgniiti H, mille tagajärjel väljub sellest massiliselt elektrone. Anoodile A jõuavad need elektronid aga ainult siis, kui pingemähise L_2 A-ga ühendatud ots on positiivse potentsiaali all, s. t. vahelduvvoolu ühe poolperioodi kestel. Järgmise poolperioodi kestel A potentsiaal on negatiivne ja emissioonvool katkeb. Vool

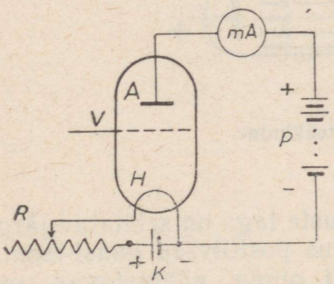
tekib uuesti järgmisel poolperioodil, mil A on jälle positiivne. Vastavalt sellele on ahelas $I \rightarrow H \rightarrow A \rightarrow L_2 \rightarrow II$ ainult ühesuunalised voolu impulsid (alalisvool), mis eksisteerivad vahelduvvoolu ühe poolperioodi kestel ja kaovad teise poolperioodi ajal.

Joonisel 216 on kujutatud keerukama konstruktsiooniga elektrontoru tüüp — t r i o o d. Sellises torus on veel kolmas, täiendav elektrood, nn. v õ r e. See asub hõõgniidi ja anoodi vahel ning kujutab endast peenikest traatspiraali, mis ümbritseb 1—2 mm kaugusel hõõgniiti. Seega asub võre anoodi ja hõõgniidi vahel, olles viimasele tunduvalt lähemal kui anood. See asjaolu on eriti tähtis, sest võrele antavat potentsiaali muutes osutub meil võimalikuks väga ulatuslikult reguleerida emissioonvoolu tugevust.

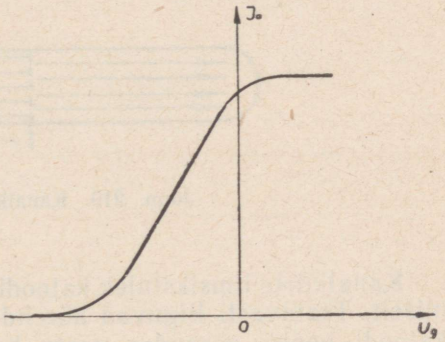


Joon. 216. Triood.

Kui võrele anda negatiivne potentsiaal, siis hakkab võre elektriväli takistama hõõgniidist väljuvate elektronide liikumist anoodi poole. Kui võre negatiivne potentsiaal on küllalt madal, ei pääse hõõgniidilt väljuvad elektronid tekkinud v a s t u v ä l j a tõttu üldse anoodile, vaid jäävad hõõgniidi ümber hõljuma ning anoodvool[1] katkeb. Kui võre potentsiaal jätta negatiivseks, kuid mitte nii madalaks, et anoodvool täiesti lakkaks, siis pääseb osa hõõgniidilt väljunud elektrone võre spiraali vahede kaudu anoodile ja anoodvool osutub vaid nõrgestatuks. Ümberpöördult — võre positiivse potentsiaali korral liitub võre väli anoodi väljaga ja soodustab sel viisil rõhuva enamiku hõõgniidilt väljapaiskunud elektronide jõudmist anoodile. Anood-



Joon. 217. Trioodi skemaatiline kujutis. H — hõõgniit; A — anood; K — küttepatarei; P — anoodpatarei; R — küttevoolu reostaat; V — võre.



Joon. 218. Trioodi tunnuskõver.

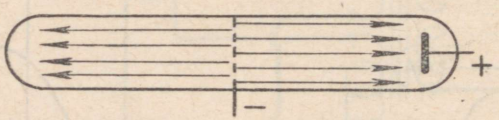
[1] Emissioonvoolu seda osa, mis pääseb anoodile, nimetatakse sageli anoodvooluks.

vool tugevneb. Et võre on hõõgniidile tunduvalt lähemal kui anood, siis juba väikesed võre potentsiaali muutused põhjustavad tunduvaid anoodvoolu tugevuse kõikumisi. Sel teel on võimalik reguleerida anoodvoolu tugevust. Kujutades graafiliselt anoodvoolu tugevuse sõltuvust võre potentsiaalist erinevate anoodpingete puhul, saame rea kõveraid, mida nimetatakse trioodi t u n n u s k õ v e r a t e k s ehk k a r a k t e r i s t i k u t e k s. Tunnuskõverate kaudu otsustatakse trioodi kasutamise otstarbekohasuse üle üheks või teiseks otstarbeks.

Trioodidest täiuslikumad on paljuvõrelised elektronlambid: pentoodid, heksoodid ja oktoodid.

Tänapäeval kasutatakse elektrontorusid väga laialdaselt traadita saadetel, tehnikas, arstiteaduses, elektronarvutusmasinates jne. Emissioonvoolu tugevus väiksemate elektrontorude tüüpide puhul on 5—10 *mA*, võimsates lampides ulatub aga kümnetesse ampritesse.

128. Kanalkiired. Katoodkiirte avastamisega kerkis üles küsimus, kas ei teki hõrendustorus ka positiivseid laenguid kandvaid kiiri. Selliseid kiiri võib tõepoolest märgata, kui paigutada plaadikujuline katood hõrendustoru keskkohta ja puurida temasse väikesed augukesed, nn. kanalid. Nüüd märkame katoodi avauste taga anoodile vastassuunas leviva t helendavat kiirgust. Kõrvalekaldumise järgi elektri- ja magnetiväljades saab otsustada, et need kiired tõepoolest on positiivsete laengute kandjateks. Et nad näivad algavat katoodi «kanalites», siis hakati neid nimetama k a n a l k i i r t e k s.



Joon. 219. Kanalkiirte tekkimine.

Kanalkiirte ilmsikstulek katoodi avauste taga on seletatav järgmiselt. Teatavasti liiguvad hõrendustorus positiivsed gaasi-ioonid katoodi poole; põrkudes vastu katoodi pinda, põhjustavad nad katoodkiirte tekkimist (vt. § 123), mis suunduvad hõrendustoru anoodipoolsesse ossa. Kuid need positiivsed ioonid, mis satuvad katoodi avaustesse, tungivad neist läbi ja, sattudes väljapoole elektrivälja mõjupiirkonda, liiguvad edasi inertsiaalselt ning moodustavadki kanalkiirte kimpe. Seega kujutavad kanalkiired endast hõrendustoru täitva gaasijäägi põhimiselt positiivsete ioonide voolu.

Vastavad uurimised näitasid, et kanalkiirte kiirus on tunduvalt väiksem katoodkiirte omast $\left(\text{suurusjärgus } 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right)$.

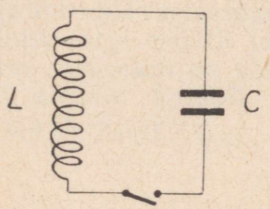
Kanalkiired leidsid kasutamist peamiselt mitmesuguste aatomifüüsika probleemide lahendamisel, eriti elementide isotoopide aatomkaalu väga täpsel mõõtmisel (vt. § 254).

VII. ELEKTROMAGNETILISED VÕNKUMISED JA LAINED

Elektrivõnkumised

129. Kinnine võnkering. Omavahel järjestikku ühendatud pool (L) ja kondensaator (C) moodustavad kinnise võnkeringi (joon. 220).

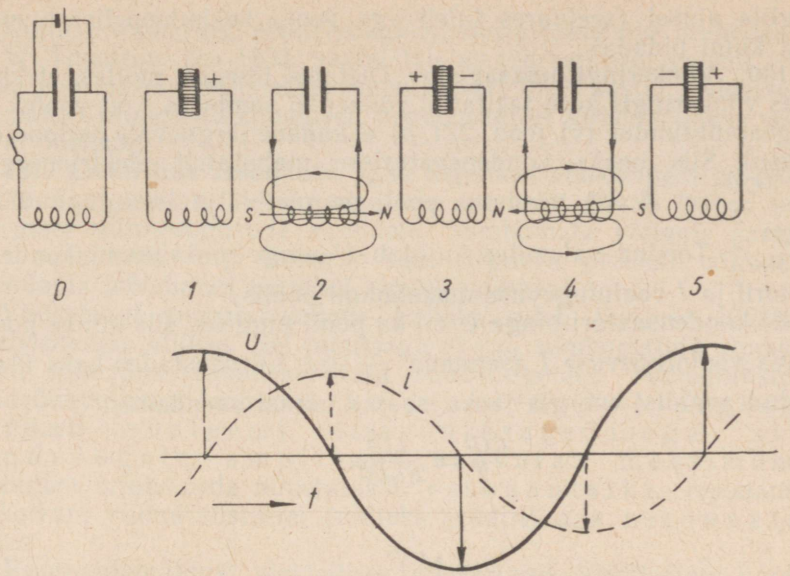
Ühendades kondensaatori alalisvooluallika klemmidega, anname talle teatava laengu. Üks kondensaatori plaatidest laetakse positiivselt, teine negatiivselt, kusjuures mõlemad laengud on võrdse suurusega. Kondensaatori plaatide vahel tekib elektriväli ning osa vooluallika energiast muundub selle potentsiaalseks energiaks (joon. 221). Kui vooluallikas eemaldada ja võnkering lüliti abil kinniseks muuta, siis elektriline tasakaal võnkeringis kaob ja kondensaatori plaatide vaheline pinge kutsub esile elektrivoolu läbi pooli. Voolutugevus poolis kasvab sõltuvalt elektrivälja kahanemise kiirusest kondensaatoris. Voolu ümber tekib magnetiväli, mida saab kujutada kinniste magnetitungjoonte abil. Pooli läbiv järjest kasvav magnetivoog indutseerib pooli otstes eneseinduktsioonipinge, mis on vastassuunaline esialgsele pingele. Olenevalt selle suurusest võib voolutugevuse suurenemine juhtmes nõuda pikemat või lühemat aega.



Joon. 220. Kinnine võnkering.

Esimese veerandperioodi lõpul (joon. 221, 2) on kondensaator laengust tühjenenud ja seetõttu plaatidevaheline pinge puudub. Voolutugevus on nüüd maksimaalne, kondensaatori elektrivälja energia on täielikult muundunud pooli läbiva voolu magnetiliseks energiaks. Hetkel, mil kondensaatoris elektriväli puudub, kulgeb vool endises suunas edasi, sest kahanev magnetivoog indutseerib pooli otstes eneseinduktsiooni pinge, mille suund ühtib esialgse pinge suunaga. Kondensaator laadub nüüd uuesti, kuid vastupidiselt (joon. 221, 3).

Edasi kordub kõik ümberpöördud suunas: kondensaator hakkab



Joon. 221. a) Energia muundumise faasid kinnises võnkeringis.
b) Pinge *U* ja voolutugevuse *I* käik.

jälle tühjenema, võnkeringis voolab vastassuunaline vool. Vool kestab, kuni magnetivälja energia on jälle ammutatud ja kondensaator uuesti ümber laetud. Seega on saabunud algolukord, esimene periood on lõpule jõudnud.

Kirjeldatud nähtus — elektrienergia muundumine magnetiliseks ja ümberpöördult — on võnkeprotsess ja võiks kesta piiramatu aja jooksul, kui esialgne elektrienergia ei kuluks juhtmete soojenemiseks ega hajuks ümbritsevasse ruumi.

Elektrivõngete tekkimine kinnises võnkeringis sarnaneb mehaaniliste võngete tekkimisega vedru otsa riputatud keha puhul. Mehaanilise võnkumise nähtus seisneb vedru venitamisel süsteemile esialgselt antud potentsiaalse energia muundumises keha kineetiliseks energiaks ja vastupidi. Elektrivõnkumised ei ole aga seotud kehade asendi muutusega ruumis.

Kirjeldatud elektri- ja magnetienergia muundumisprotsessis voolab poolis vahelduv elektrivool, kusjuures kondensaatori laeng pidevalt muutub. Elektrivool muutub sõltuvalt ajast siinuselise seaduse järgi (joon. 221, b). Kondensaatori pinge muutub samuti siinuseliselt, kuid veerandperioodi võrra voolutugevusest ees. Joonisel on voolu suund juhtmes kujutatud vastupidisena kokkuleppelisele suunale, mis peaks minema + märgilt — märgile. Asenditest 2 ja 4 joonisel 221, a võib pooli läbiva magnetitungjoonte suunda ning pooli kui elektromagneti poolsust määrata vastavate

reeglite alusel (seejuures tuleb aga voolu kokkuleppelisest suunast kinni pidada).

130. Võnkeringi omasagedus. Oletame lihtsuse mõttes, et kinnises võnkeringis kord tekitatud võnked ei sumbu, s. t. et voolu- ja pingeamplituudid (vt. joon. 221, b) ei kahane järgnevate perioodide jooksul. Siis peaks kondensaatorisse mahutatud elektrienergia $W=\frac{CU^2}{2}$ (vt. § 32) võrduma pooli magnetivälja energiaga $W=\frac{LI^2}{2}$.* Toodud valemites kujutab U pinge maksimumi kondensaatoril ja I voolutugevuse maksimumi poolis.

Et kondensaatori pinge U on ka pooli pingeks, siis võime pooli läbiva voolutugevuse I asendada $\frac{U}{\omega L}$-ga. Võrdsustades kaks ülaltoodud avaldist energia jaoks, saame pärast asendamist

$$\frac{CU^2}{2}=\frac{LU^2}{2(\omega L)^2}.$$

Siit

$$\omega=\sqrt{\frac{1}{LC}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Ringsagedus $\omega=2\pi\nu$ kujutab võngete arvu 2π sekundis. Seega sagedus hertsides (Hz)

$$\nu=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Sagedust ν nimetatakse võnkeringi o m a s a g e d u s e k s, sageli ka vabavõngete sageduseks, sest siin on tegemist vabalt toimuvate elektrivõngetega. Need võnked tekkisid kondensaatori ainukordse laadimise tagajärjel iseseisvalt, vabalt. Mingit elektrilist mõjutamist väljastpoolt seejuures ei olnud. Iga võnkekontuuri ehk võnkeringi sumbumata võngete omasagedus oleneb ainult selle võnkeringi induktiivsusest L ja mahtuvusest C, s. o. võnkeringist endast.

Et võnkeperiood T on sageduse ν pöördväärtus, siis periood T avaldub valemiga:

$$T=2\pi\sqrt{LC} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Kui L mõõta henrides (H) ja C faradites (F), siis T mõõtub sekundites.

Saadud valemid ν ja T jaoks kannavad T h o m s o n i valemite nime.

---

* Esitame selle valemi ilma tuletamiseta. Võrdluseks olgu toodud analoogiline valem mehaanikast: $W=\frac{mv^2}{2}$, mis väljendab liikuva keha kineetilist energiat. Nii nagu m iseloomustab keha inertsi, nii võiks L iseloomustada pooli magnetivälja inertsi. See puhtformaalne võrdlus võiks siis jätkuda v ja I analoogias.

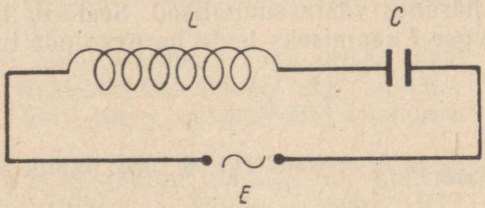
Kinnise võnkeringi elektrivõngete teooria esimeseks arendajaks oli W. Thomson, kes 1853. aastal tuletas teoreetiliselt valemi (3). Seda teooriat kontrollis eksperimentaalselt 1862. aastal Feddersen, kes näitas esimesena katseliselt kondensaatori sädelahenduse võnkuvat loomust.

131. Elektriline resonants. Igas tegelikus võnkeringis on omavõnkumine sumbuv. Võnkumise ühe perioodi kestel kulub osa energiast mitmesugustele kadudele. Sumbumata võngete saamiseks peab võnkeringi energiat iga järgneva perioodi alguseks täiendama möödunud perioodi alguse tasemeni.

Võnkeringi energia kadude katteks tuleb temasse lülitada elektrienergia allikas. Sel juhul aga ei saa sumbumatuid võnkeid enam nimetada vabadeks, vaid sundvõngeteks. Mehaanilistest sundvõnkumistest teame, et kui sundvõngete sagedus võrdub süsteemi omavõnkesagedusega, siis sundvõngete amplituud saavutab maksimumi. Niisugust eriolukorda nimetatakse resonantsiks, resonantsi olukorrani viidud süsteemi (näiteks pendlit) aga resonaatoriks.

Resonantsinähtust elektrilises võnkeringis käsitlesime varem (§ 104) hariliku vahelduvvoolu ahelasse järjestikku lülitatud induktiivsuse L ja mahtuvuse C puhul. Sel korral oli resonantsi tingimuseks ebatakistuste võrdsus.

Resonantsi üldine tingimus mehaaniliste ja elektriliste võnkumiste puhul on sama: resonantsi puhul sundvõngete sagedus ühtib resonaatori omavõnkesagedusega[1].



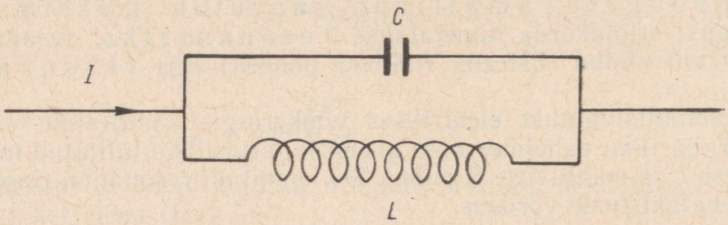
Joon. 222. Induktiivne ja mahtuvuslik takistus järjestikuses lülituses vahelduvvoolu allikaga E.

Joonisel 222 esitatud võnkeringis tekib resonantsi korral ($\omega L = \frac{1}{\omega C}$) nn. pingeresonants. Resonantsisagedusel $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ saavutab voolutugevus I sellises ahelas seda suurema väärtuse, mida väiksem on tegevtakistus R. Käesolevas näites on lihtsuse

[1] On mõeldud seda, et vooluallika E sagedus on muudetud võrdseks võnkeringi omasagedusega.

mõttes oletatud, et $R = 0$. Pinged kondensaatoril ja poolis võivad resonantsi puhul muutuda suurteks. Sellest tulebki nimetus pingeresonants (ka järjestikresonants). Füüsikaliselt peame olukorda resonantsi puhul selles võnkeringis kujutama järgmiselt: perioodi esimese $\frac{1}{4}$ jooksul kondensaatorisse tema pinge maksimumil mahutatud elektrienergia muundub perioodi teise $\frac{1}{4}$ jooksul täielikult pooli magnetiliseks energiaks. Ühe perioodi vältel toimub ühte liiki energia muundumine teist liiki energiaks neli korda. Selline elektri- ja magnetienergia muundumine toimub võnkeringi omasagedusega. Vooluallikas annab võnkeringi energiat ainult seal esinevate kadude katteks, hoides alal sumbumatut sundvõnkumist.

Teise näitena võtame mahtuvuse C ja induktiivsuse L, mis on lülitud vahelduvvoolu ahelasse paralleelselt (joon. 223).



Joon. 223. Mahtuvuslik ja induktiivne takistus paralleellülituses.

Et kondensaatoris on voolutugevus pingest veerandperioodi võrra ees, poolis aga veerandperioodi võrra pingest maha jäänud, siis on voolud harudes vastassuunalised. Seetõttu tuleb resulteeruva voolutugevuse I saamiseks leida haruvoolude tugevuste I_L ja I_C vahe:

$$I = I_L - I_C.$$

Teades, et $I_L = \frac{U}{\omega L}$ ja $I_C = U\omega C$ (vt. § 105), saame eelmisest valemist

$$I = U\left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

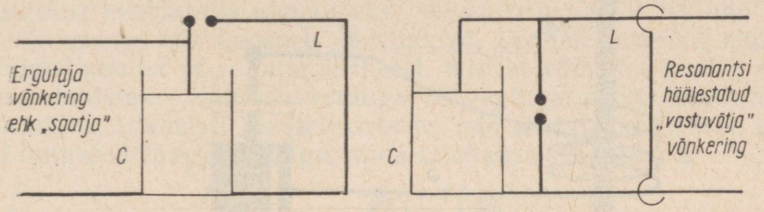
Resonantsinähtus tekib siis, kui vooluallika elektromotoorne jõud muutub sagedusega, mis on võrdne võnkeringi omasagedusega, s. t.

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Järelikult resonantsi korral on ebavoolude I_L ja I_C tugevused omavahel võrdsed. Peavoolu tugevus I aga võrdub sel juhul

valemi (1) põhjal nulliga. Seega vahelduvvoolu ahelas avaldab võnkering peavoolule lõpmata suurt (praktiliselt — väga suurt) näivtakistust, kuigi haruvoolud on seejuures tugevad. Sellest tulenebki nimetus v o o l u r e s o n a n t s. Mõlemad resonantsi juhud on väga suure tähtsusega raadiotehnikas.

132. Kahe võnkeringi resonants. Kahest ühesuguse suurusega leideni purgist (joon. 224) olgu üks purk laetud. Laadimiseks on ta katted ühendatud sädeinduktori poolustega. Kui kondensaator on laadunud teatud potentsiaalini, siis tekib esimeses võnkeringis sädevahemikul säde, ühendades sel hetkel suletud võnkeringi. Vii-



Joon. 224. Kahe induktiivselt sidestatud võnkeringi resonants.

mases on induktiivsuseks L ainult ühekordset silmust moodustav traatjuhe. Säde etendab lülija osa. Ta ülehüppele järgneb kõrgsagedusvõnkumine esimeses, nn. primaarses ehk ergutajas võnkeringis.

Kui traatsilmuste pinnad mõlemas võnkeringis on omavahel paralleelsed ja kui nihutatav traatlüli on leidnud asendi, milles mõlema võnkeringi omasagedused on võrdsed, siis toimub nende võnkeringide resonantsi tõttu sädeme ülehüppamine ka teises võnkeringis.

Käesoleval juhul kandusid võnkumised ühelt võnkeringilt üle teisele magnetiväljade vahendusel ehk i n d u k t i i v s e s i d e s t u s e kaudu. Eriti tugev on mainitud võnkumiste ülekanne resonantsi puhul.

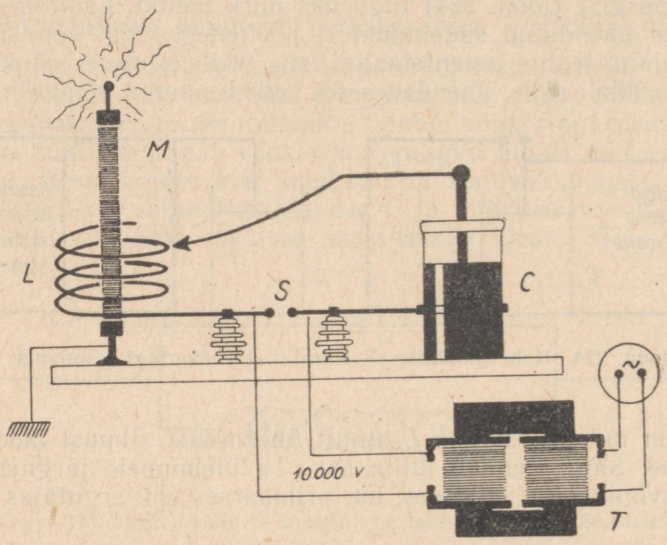
Eelmises §-is käsitletud juhtudel oli võnkering ühendatud pingeallikaga traatjuhtmete kaudu g a l v a a n i l i s e s sidestuses. Kahe võnkeringi galvaanilise sidestuse puhul on neil üks ühine juhtmetükk. M a h t u v u s l i k u sidestuse puhul on kaks võnkeringi teineteisega seotud ühise kondensaatori kaudu.

Ka neis sidestusis on energia ülekanne ühelt võnkeringilt teisele kõige tugevam resonantsi korral.

133. Tesla transformaator. Kui võnkeringi mahtuvus ja induktiivsus on väikesed, siis kujutavad võnkeringis toimuvad elektrivõnkumised endast kõrgsagedus-vahelduvvoolu, mille puhul kontuuri ümbritsev magnetiväli muutub väga suure sagedusega. Seepärast peavad naabruses asetsevates juhtmetes tekkima tugevad induktsiooninähtused.

Kõrgsagedusvoolude poolt esile kutsutud induktsiooninähtustel põhineb nn. Tesla transformaator (joon. 225).

Joonisel näeme vähese keerdude arvuga poolist *L*, mahtuvusest *C* (leideni purk) ja sädemikust *S* koosnevat võnkeringi, milles antud hetkel algab väga suure sagedusega elektriline võnku-



Joon. 225. Tesla transformaator. Sädeme pikkus on kuni 25 cm. Võnkeringi häälestamine toimub pooli keerdude arvu muutmise teel.

mine — omasagedusega isegi kuni 10^6—10^9 Hz. Need võnked sumbuvad väga kiiresti, sest sädeme *S* takistus on suur. Ühe sekundi jooksul tekib neid sädelahendusi palju (olenevalt trafo toitepinge sagedusest). Võnkeringis *LSC* tekib poolis *L* kõrgsagedusega muutuv magnetiväli, kusjuures pooli *L* sisse asetatud väga suure keerdude arvuga ning ilma raudsüdamikuta poolis *M* indutseerub sama sagedusega muutuv kõrgepinge. Tesla transformaatoris on võnkeringi *LSC* omavõnkesagedus [1] reguleeritud võrdseks pooli *M* omavõnkesagedusega. Resonantsi tõttu muutuvad poolis *M* indutseeritud sundvõnkumiste pinge amplituudid nüüd eriti suureks. Tesla transformaatori abil tekitatud kõrgsagedusvoolude pinge amplituud ulatub kuni 1 000 000 voldini. Seejuures ei ole nn. Tesla voolud inimorganismile ohtlikud.

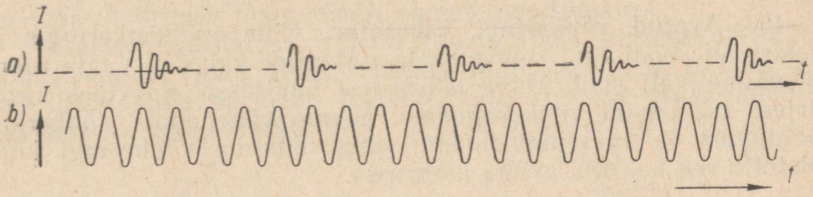
Tesla transformaatorit nimetatakse ka r e s o n a n t s t r a n s -

[1] Võnkeringis *LSC* toimuvad elektrivõnkumised on vabavõnkumised, sest sädelahenduse kestvus on äärmiselt lühike ajavahemik ja selle jooksul on võnkering lahutatud trafost.

formaatoriks, sest lisaks hariliku trafo suurele ülekandearvule kasutatakse siin veel resonantsinähtust.

Kõrgsagedusvoole kasutatakse ka arstiteaduses, elektromeditsiinis. Tesla voolu kasutamist seal nimetatakse arsonvalisatsiooniks. Sel puhul kasutatav aparatuur koosneb harilikust, kuid suure solenoidiga võnkeringist. Nn. ülekehalise arsonvalisatsiooni puhul asetatakse patsient solenoidi sisse. Ravitoime põhjustajaks on need voolud, mis indutseeritakse haige kehas.

Kõrgsagedusvoolu toime väga suure sageduse puhul, kui pinge seejuures ei ole kõrge, on puht-termiline. Voolu termilise toime kasutamist meditsiinis nimetatakse diatermiaks. Ka siin esineb võnkering, mis koosneb sädemikust, kondensaatorist, omainduktsioonipoolist ja resonantsringist, millest võetakse voolu; aparatuuri toidetakse vahelduvvooluga kõrgepingetrafost. Diatermias kasutatakse enamasti plaatelektroode, mis asetatakse heasse kontakti inimese keha selle osaga, mida tahetakse soojendada.



Joon. 226. a) Sädeinduktori ja b) trioodi abil tekitatud elektrivõnked.

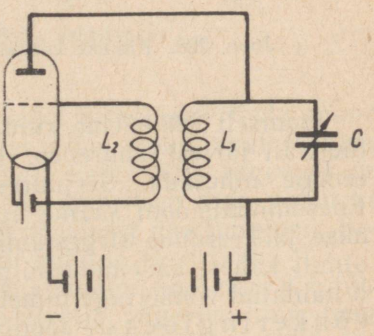
134. Sumbumata elektrivõngete tekitamine trioodi abil. Elektrivõngete uurimise algperioodil kasutati võnkumiste tekitamiseks sädeinduktoriga ergutatud võnkeringi, milles oli sädevahemik. Sel teel saadud elektrivõnked olid kõrgsagedusega, kuid kiiresti sumbuvad.

Sumbumata elektrivõngete tekitamisel oli pöördelise tähtsusega elektrontoru (trioodi) leiutamine. Trioodi põhiomadustega tutvusime §-s 126.

Joonisel 226 on kujutatud kaks võnkumispilti.

Vaatleme kõrgsagedusega siinusekujuliste võngete tekitamist trioodi abil (joon. 227).

Trioodi anoodahelasse on paigutatud võnkering L_1C. Kui lülida anoodpinge, siis anoodvoolu tekkimine kujuneb tõukeliseks, kusjuures võnkeringis L_1C tekivad järsult sumbuvad võnkumised.



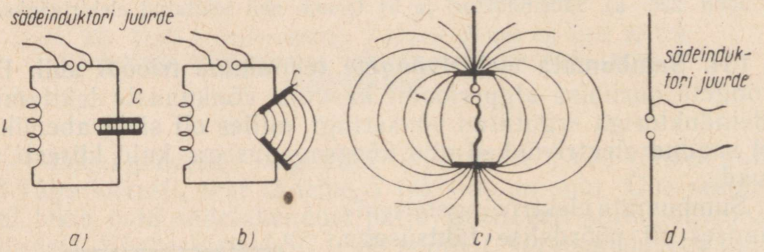
Joon. 227. Triood generaatorina, tagasisidelülituses.

Neid võnkumisi saab aga muuta sumbumatuteks, kui kasutada nn. tagasisidestust. Viimane kujutab endast üht endaergutuse printsiipi. Võreahelas on pool L_2 ehk nn. tagasisidestuspool. Pool L_2 on induktiivselt sidestatud pooliga L_1.

Anoodahela sulgemisel poolis L_1 tekkinud voolu võnkumised indutseerivad poolis L_2 samas taktis muutuva vahelduvpinge. See vahelduvpinge mõjub võrele, muutes selle potentsiaali võnkeringi L_1C omasagedusega. Võrepotentsiaali muutused omakorda juhivad anoodvoolu, s. t. muudavad anoodvoolu pulseerivaks alalisvooluks. Pulseeriva anoodvoolu vahelduvkomponent laeb igal perioodil võnkeringi kondensaatori C, täiendab energiakulu võnkeringis anoodpatarei arvel ning muudab seega sumbuvad omavõnked sumbumatuteks võnkumisteks.

Elektromagnetilised lained

135. Avatud võnkering. Vibraator. Kinnises võnkeringis on elektriväli koondatud kondensaatori plaatide vahel olevasse ruumi ja magnetiväli pooli kõige lähemasse ümbrusse. Soovides saada järjest suuremaid võnkesagedusi, peame vähendama võnkeringi mahtuvust ja eneseinduktsiooni ning muutma võnkeringi kuju, mistõttu see hakkab levima ümbrusse.



Joon. 228. Kinnise võnkeringi muutumine avatud võnkeringiks.

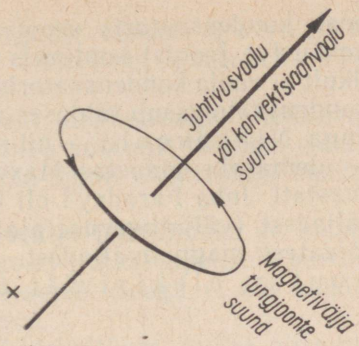
Jooniselt 228 näeme, kuidas kinnise võnkeringi ruumiliselt piiratud väli järjest suureneb, kui kondensaatori plaate teineteisest eemale nihutada. Seejuures väheneb kondensaatori mahtuvus. Eneseinduktsiooni saame aga vähendada pooli kadude vähendamise ja keerdude sirgestamise teel. Võnkering võib koosneda ka ainult kahest sädemiku külge lülitud sirgjuhtmest. Joonistel c ja d näidatud võnkeringe nimetatakse *avatud* ehk *lahtisteks võnkeringideks*. Joonisel 228 viimasena kujutatud võnkeringi nimetatakse *vibraatoriks*, kuid kasutatakse ka nimetusi dipool ja ostsillaator.

Vibraatori tekitatud kõrgsagedusega muutuvatel elektri- ja

magnetiväljadel on omadus levida ümbritsevasse ruumi elektromagnetiliste lainete kujul.

136. Nihkevool. Varem nägime (§ 36), et elektrivoolu jaotatakse kolmeks liigiks. Senini on lähemalt käitletud juhtivus- ja konvektsioonivoolu.

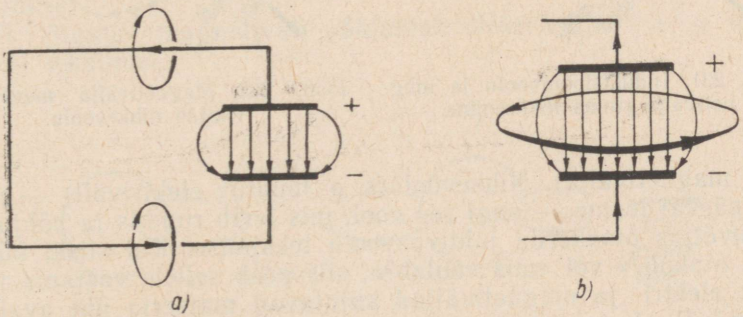
Niihästi juhtivus- kui ka konvektsioonivoolu iseloomulikuks, lahutamatuks omaduseks on see, et neid voole ümbritseb magnetiväli. Selle magnetivälja suund on määratud parema käe kruvireegliga (vt. joon. 229).



Joon. 229. Magnetivälja tungjoonte suuna määramine.

Kui vool on alalisvool, mis püsib tugevuselt muutumatuna, siis on teda ümbritsev magnetiväli samuti muutumatu.

Võtame nüüd näitena vahelduvvoolu ahela, millesse on lülitud kondensaator (joon. 230). Viimane alalisvoolu läbi ei lase, kuid vahelduvvoolule on tema takistus seda väiksem, mida suurema sagedusega vool muutub.



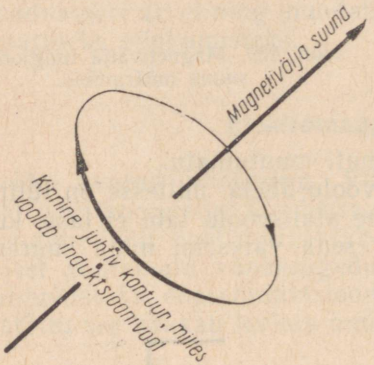
Joon. 230. Nihkevoolu mõiste selgituseks.

Joonisel 230, b on kujutatud vooluahel hetkel, mil voolu suund ei ole veel muutunud. Lihtsuse mõttes pole vooluallikat joonisel kujutatud. Oletades, et elektriväli (õieti elektrivälja tugevus) on antud hetkel parajasti suurenemas, siis ümbritseb seda voolu ka magnetiväli, mida joonisel sümboliseerib ainult üks tungjoon. See magnetiväli püsib ainult niikaua, kuni muutub elektriväli.

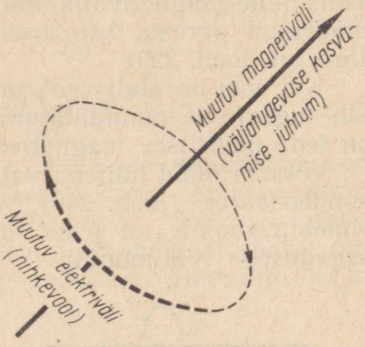
Hetkel, mil kondensaator hakkab oma laengut kaotama, s. t. tühjenema, väheneb kondensaatori elektrivälja tugevus ning tema ümber tekib uuesti magnetiväli. Tungjoonte suund on nüüd aga vastupidine joonisel näidatule.

Et magnetiväli on elektrivoolu lahutamatuks kaaslaseks, siis

peab kondensaatoris «voolama» elektrivool, mille suund langeb kokku (vt. joonis) kontuuris voolava juhtivusvoolu suunaga. Tegelikult ei voola kondensaatoris siiski midagi — hoolimata sellest, kas kondensaator asub tühjuses või ta vaheruum on täidetud dielektrikuga. Nihkevoolu — nii nimetas seda vooluliiki J. C. Maxwell [1] — olemasolu ennustas Maxwell hoopis varem, kui see tegelikult avastati. Juba Faraday'l oli kujutlus ajaliselt muutuvatest elektriväljadest (väljatugevuse ajalisest muutusest) ja nendega kaasaskäivatest magnetiväljadest. Maxwell näitas teoreetiliselt, et iga muutuv elektriväli tekitab magnetivälja (muu-



Joon. 231. Induktsioonivoolu ja magnetivälja suuna määramine.



Joon. 232. Magnetivälja muutumine tekitab nihkevoolu.

tuva magnetivälja). Nihkevool (s. o. muutuv elektriväli) — nagu tänapäeval teame — ongi see vool, mis levib ruumis ja põhjustab vastuvõtjas omakorda juhtivusvoolu tekkimise. Kui siiski küsida «mis nihkub?» või «mis voolab?», siis peab sellele vastama järgmist: elektri- ja magnetiväljad kujutavad mateeria üht avaldusvormi [2]. Ei ole tarvis mingit mehhanistlikku kujutlust nihkumisest, kuna vaakuumis midagi nihkumas ei ole. Nihkevoolu nimetuseks võiks võtta näiteks lihtsalt «väljamuutusevool».

137. Induktsiooniseadus üldjuhul. Faraday poolt aastal 1831 avastatud elektromagnetilise induktsiooni nähtust võib sõnastada üldjuhul järgmiselt: magnetivälja igasugune muutumine kinnise juhtiva kontuuri suhtes tekitab viimases induktsioonivoolu. Induktsioonivoolu suund on määratav Lenzi seadusega. Joonisel 231 on esitatud voolukontuur õhus või vaakuumis hetke jaoks, mil magnetiväli (magnetivälja tugevus) kasvab.

[1] James Clerk Maxwell (loe: džeimz klaak mäksuöl) (1831—1879), XIX saj. tähtsamaid teoreetilise füüsika arendajaid.

[2] Tuletagem meelde Lenini sõnu: «Elektron on ammendamatu!»

Maxwell arendas teoreetiliselt järgmist vaadet: igasugune magnetivälja muutumine tekitab elektrivälja muutumise (nihkevoolu).

Joonisel 232 kujutab nool muutuvat magnetivälja. Punktiiriga on tähistatud muutuv elektriväli. Juhtiva kontuuri toomine elektrivälja ei ole oluline — seda kasutasime ainult elektrivälja olemasolu tõestamiseks.

Elektrostaatikast teame, et elektrivälja tekitajateks on elektrilaengud ja et välja tungjooned algavad kokkuleppeliselt positiivsetelt laengutelt ja lõpevad negatiivsetel. Seega ei ole elektrostaatikas kinnisi elektrivälja tungjooni.

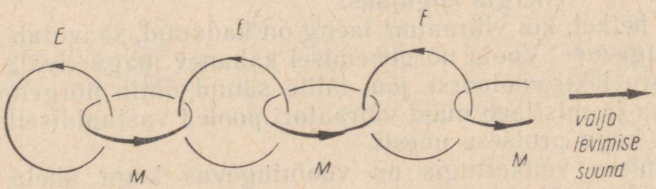
Käesolevas §-is aga tutvusime elektriväljagà, millel niisugune staatiline tasakaal puudub. See väli püsib ainult niikaua, kuni muutub teda ümbritsev magnetiväli (ehk magnetivoog). Niisuguses väljas (võib öelda ka: dünaamilises väljas) on kõik elektrivälja tungjooned suletud jooned.

138. Elektromagnetiline väli. Eelmise §-i põhjal veendusime, et elektri- ja magnetiväljade vaheline seos on palju tihedam, kui see kinnise võnkeringi puhul seni näis.

Nägime, et elektri- ja magnetiväljadel on järgmised omadused.

I. Muutuv elektriväli (s. o. nihkevool) põhjustab magnetivälja tekkimise.

II. Muutuv magnetiväli põhjustab elektrivälja (s. o. nihkevoolu) tekkimise.



Joon. 233. Elektri- ja magnetiväljade tihedat seost illustreeriv skeem.

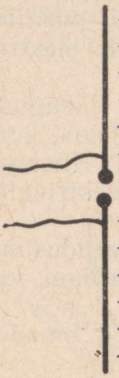
Joonis 233 illustreerib seda vastastikust seost skemaatiliselt.

Need alaliselt seostatud kõrgsagedusega muutuvad elektri- ja magnetiväljad moodustavadki ruumis reaalselt eksisteeriva nn. elektromagnetilise välja. Välja tungjooned aga ei ole reaalsed. Tungjoonte mõistet kasutame vaid kui mugavat vahendit väljade kirjeldamisel. Võrreldes siinkohal elektromagnetilist välja varem kirjeldatud elektrostaatilise väljaga, märkame nende suurt erinevust.

Elektrostaatiline väli on liikumatute elektrilaengute poolt teki-

tatud väli. Selle välja tungjooned ei ole suletud, vaid nad algavad laengutel ja lõpevad laengutel.

Elektromagnetiline väli on kiirete laengumuutuste mõjul tekitatud väli. Siin on kõik tungjooned suletud. Elektrivälja tungjooned ümbritsevad ringikestena kuitahes lähedalt magnetivälja tungjooni, samuti magnetivälja tungjooned ümbritsevad kuitahes lähedalt elektrivälja tungjooni. Seepärast öeldakse, et elektromagnetiline väli on pöörisväli, elektrostaatiline väli aga potentsiaalne.



Joon. 234. Laetud vibraator.

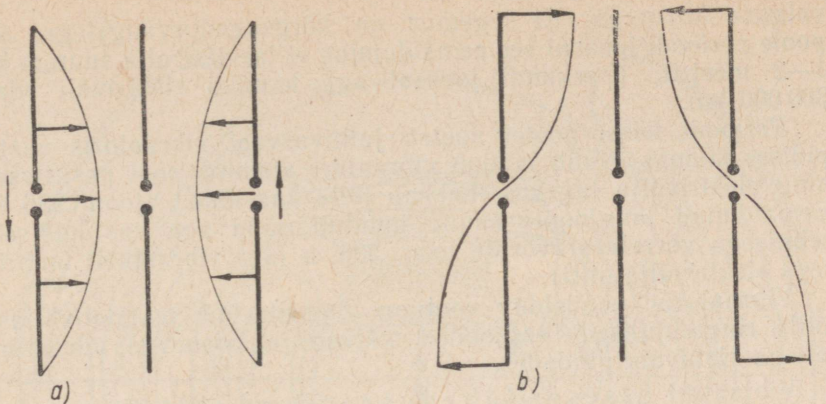
139. Võnkumine vibraatoris. Vibraatori võnkumisvõime seletamiseks oletame, et suudame jälgida kõrgsagedusvõnkumist oma silmaga. Kujutagu joonis 234 laetud vibraatorit hetkel, mil vibraatori ülemine pool on laetud positiivselt, alumine — negatiivselt. Vibraatoris olev elektrilaeng tekitab tema poolte vahel elektrivälja. Kujutleme, et see laeng on jaotatud paljudesse üksikutesse mahtuvustesse piki vibraatori juhet. Vibraatori ülemise ja alumise poole üksikutel tükkidel on vastastikku üksteise suhtes seda suurem mahtuvus, mida lähemal nad üksteisele asuvad. Sädelahenduse tekkimisel moodustub sädemikus «sild», mille kaudu suundub ülemisest poolest alumisse lahendusvool; seejuures muundub elektrivälja energia magnetivälja energiaks. Juhtme iga osa evib induktiivsust, kusjuures need üksikud, jaotatud induktiivsused on magnetivälja energia kogujaks.

Sel hetkel, kui vibraatori laeng on kadunud, saavutab vool suurima tugevuse. Voolu nõrgenemisel kahanev magnetiväli indutseerib vastuelektromotoorse jõu, mille suund ühtib nõrgeneva voolu suunaga ja mis laeb nüüd vibraatori pooled vastupidiselt. Seejärel kordub kogu protsess uuesti.

Kinnises võnkeringis on voolutugevus kogu ahela ulatuses enam-vähem ühesugune. Lahtises võnkeringis — vibraatoris — aga voolutugevus piki juhet enam ühtlane ei ole. Vibraatori otste läheduses on vool tekitatud väikese arvu mahtuvuste poolt, keskel aga — sädesillal — kõikide üksikute mahtuvuste poolt. Seega voolutugevus vibraatoris jaotub nii, nagu on näidatud joonisel 235, a. Voolutugevuse muutus vibraatoris moodustab järelikult seisva laine, mille pais on keskel ja sõlmed vibraatori otstel.

Pinge jaguneb piki vibraatorit nii, nagu on näidatud joonisel 235, b. Suurima väärtuse saavutab ta vibraatori otste vahel, sest siin on järjestikku ühendatud vibraatori kõigi induktiivsuste pinged. Lähenedes vibraatori otstelt keskpaiga suunas, pinge kahaneb ja muutub vibraatori sädemikus nulliks. Seega on pinge paisud otstel ja sõlm keskpaigas.

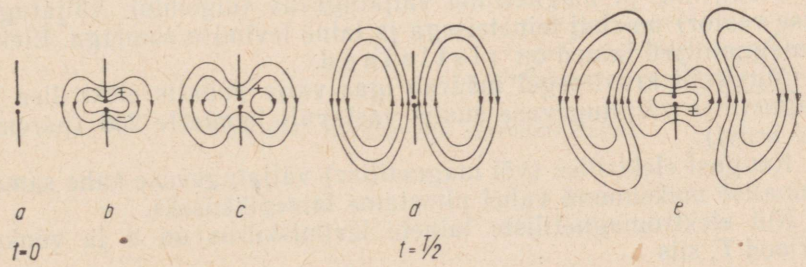
Nagu näeme, tekib vibraatoris ainult pool lainepikkust.



Joon. 235. a) Voolutugevuse jaotus vibraatoris; b) pinge muutused vibraatoris.

140. Elektromagnetiliste lainete tekkimine. Olgu vibraator ühendatud sädeinduktoriga. Jälgime tekkinud kõrgsagedusega võnkumist ühe perioodi vältel.

Alustame vaatlust sel momendil, kui vibraatori kahe poole laengud teineteist neutraliseerivad, s. t. kui vibraatoris voolab juhtivusvool ning puudub elektriväli vibraatori poolte vahel. Magnetivälja jälgimisest esialgu loobume (vt. joon. 236, a).



Joon. 236. Vibraatori elektriväli.

Kui voolu suund on alt üles, siis hakkab vibraatori ülemine pool laaduma positiivselt, alumine aga negatiivselt. Koos laengute suurenemisega hakkab nüüd kasvama ka elektriväli (joon. 236, b). Veerandperioodi möödudes on elektrivälja tugevus maksimaalne. Kui laeng kahaneb, siis kord juba tekkinud elektrivälja tungjooned ei kao, vaid hakkavad vibraatorist eemalduma (joon. 236, c) ning alustavad iseseisvat olemasolu ruumis. Poole perioodi pärast (joon. 236, d) on tungjooned täielikult eemaldunud. Elektriväli, mida kujutavad suletud ringikujulised tungjooned, kandub edasi

valguse kiirusega. Et tegemist on kõrgsagedusvõngetega, siis poole perioodi jooksul see eemaldumine ei tarvitse olla suurem kui 1—2 meetrit; 1 sekundi jooksul aga kandub elektriväli edasi 300 000 km.

Perioodi teisel poolel voolab juhtivusvool vibraatoris vastupidises suunas. Nüüd laadub vibraatori alumine pool positiivselt ning elektrivälja tugevus hakkab jälle kasvama[1] (joon. 236, e). Eemaldunud tungjoonte suund muutub nüüd aga vastupidiseks eelmisega võrreldes (võrdle joon. 236, b ja e vibraatorit ümbritseva elektrivälja pilti).

Vibraatoris pendelduv vool on ümbritsetud magnetiväljast, mille ringikujulised tungjooned tekivad ja laienevad vibraatori teljega ristuvais pindades.

Vibraatori otseses läheduses võngub elektriline ja magnetiline väljatugevus faasis veerandperioodi ehk 90° võrra nihutatuna. Teooria ja praktika näitavad aga, et vibraatorist eemaldudes kaob see faasinihe elektri- ja magnetivälja tugevuse võnkumises hetkel, mil toimub eraldumine vibraatorist. Ühiselt levivat elektri- ja magnetivälja nimetatakse elektromagnetiliseks laineks.

Vabas elektromagnetilises laines võngub elektriline ja magnetiline väljatugevus samas faasis.

Joonisel 237 on esitatud vertikaalne ja horisontaalne läbilõige elektromagnetilisest väljast ehk nn. kiirgusväljast.

Elektriline ja magnetiline väljatugevus (õigemini: väljatugevuse vektor) on risti teineteisega ja laine levimise suunaga. Elektromagnetilised lained on ristlained.

Maxwelli kruvireegel määrab igas välja punktis elektrilise ja magnetilise väljatugevuse suuna vastavalt joonisele 238 (parema käe kruvi).

Kaugust elektrilise (või magnetilise) väljatugevuse kahe samasuunalise maksimumi vahel nimetame lainepikkuseks.

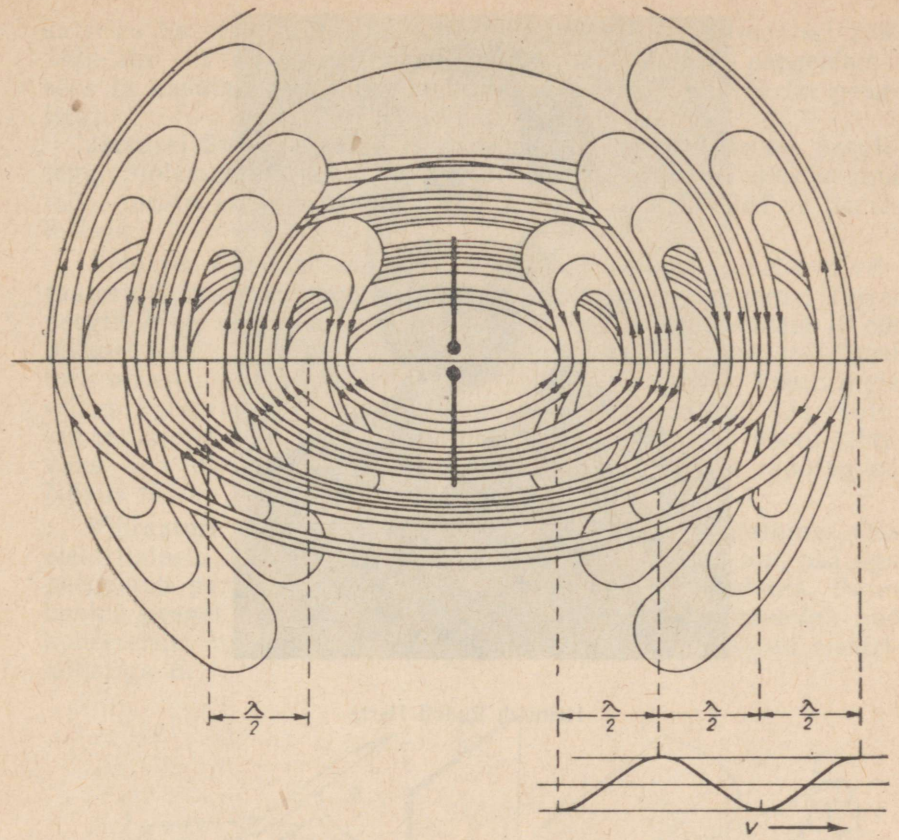
Kui elektromagnetiliste lainete levimiskiirus on v ja võnkeperiood T, siis

$$\lambda = vT.$$

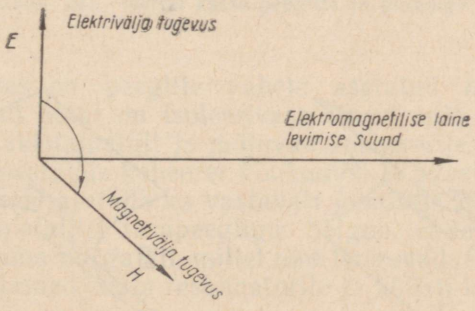
141. Hertzi katsed. Eksperimentaalselt uuris elektromagnetilisi laineid esimesena Hertz[2] (1888. aastal). Et elektromagnetiline väli on laineline, see järeldub Maxwelli poolt 1863. a. esitatud üldisest elektromagnetiliste nähtuste teooriast. Oma klassikalistes

[1] NB! Muutuv elektriväli on seesama, mis nihkevool (vt. eespool).

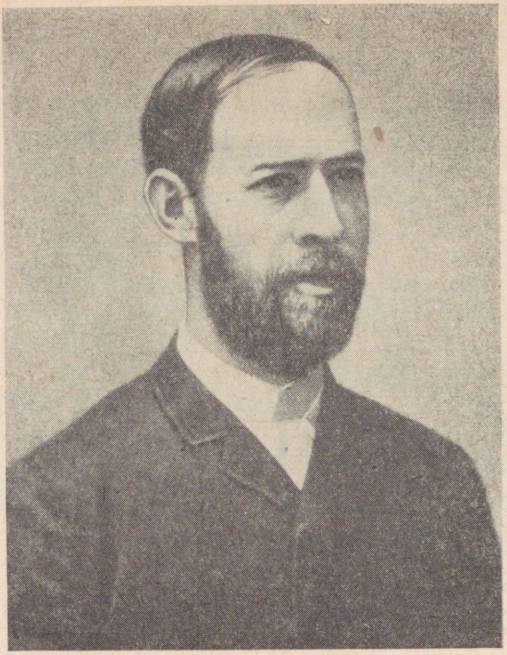
[2] Heinrich Rudolf Hertz (1857—1894), saksa teadlane, XIX sajandi suurimaid füüsikuid. Tema tähtsamad tööd on elektromagnetiliste lainete alalt, ultraviolettkiirte mõjust elektrilahendusele ja elastsete kehade mehaanika alalt.



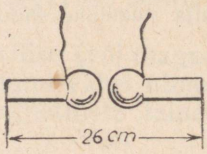
Joon. 237. Kiirgusvälja ruumiline ehitus.



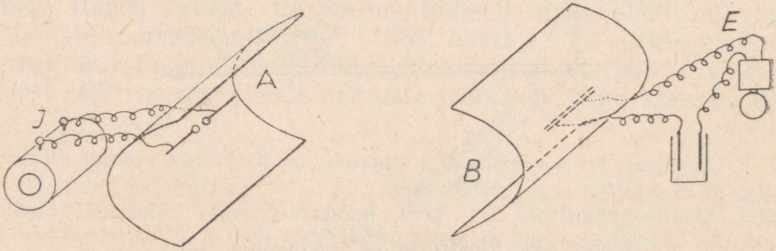
Joon. 238. Elektrilise ja magnetilise välja-tugevuse suuna määramine.



Heinrich Rudolf Hertz



Joon. 239. Hertzi vibraator.



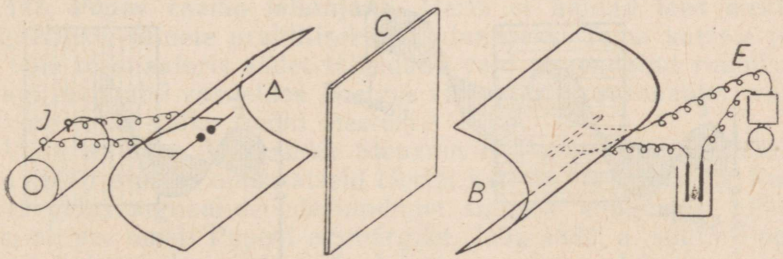
Joon. 240. Hertzi katse peeglitega.

katsetes kasutas Hertz vibraatorit, nagu näidatud joonisel 239. Selle abil sai ta ligikaudu 60 cm pikkusi laineid, mille peegeldamiseks ta kasutas silindrilisi metallist nõguspeegleid (hertzi peegleid).

Joonisel 240 on toodud riistade asetus Hertzi katsetes peeglitega. Mõlemad paraboolsed silindrilised peeglid on üles seatud mõne meetri kaugusel teineteisest ja nii, et nende teljed on paralleelsed.

Induktor *I* on ühendatud peegli *A* fookuse sirgel asetseva vibraatoriga, mille sädemiku kuulikeste vahe on mõni mm. Teisel peeglil *B* on sädemiku asemel koheerer, mis kujutab endast 10 cm pikkust toru. Toru on täidetud niklipuruga, millesse mõlemast toru otsast ulatuvad kaks teravate otstega vardakest. Vooluringis esineb koheerer tundliku galvanomeetrina, mis näitab siis voolu, kui torus olev puru on elektrilainete toimel muutunud voolu juhtivaks. See juhtivus kaob aga kohe pärast toru kerget raputamist. Niisiis töötab koheerer elektrilainete avastajana.

Vibraatori ülesandeks on elektrivõnkumiste tekitamine. Osa elektrilaineid levib sirgjoonelist teed mööda vastuvõtjani, osa aga peegeldub paraboolselt peeglilt *A* paralleelkiirte kimbuna. Paraboolne peegel *B*, millele kiired järgnevalt satuvad, koondab nad koheererile, mis demonstratsiooni otstarbel on ühendatud elektrikõlistiga *E*.



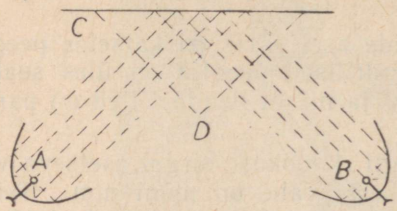
Joon. 241. Hertzi katse peeglite ja plaadiga.

Teises katses on peeglite vahele asetatud mingi plaat *C* (joon. 241). Kui plaat on isoleerivast ainest, siis läbivad lained selle peaaegu takistamatult ja mõjuvad koheererile. Kui aga plaat on juhtivast ainest, siis koheerer võnkumisi ei avasta.

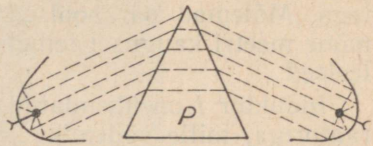
Peegleid võime asetada ka vastavalt joonisele 242, kus plaat *C* on asendatud metallist tasapeegliga. Selgub, et lained peegelduvad metallilt sama nurga all, millel nad langevad. Peegli *C* pööramisel ei lange lained enam resonaatorile ja kõlisti koheereri ringis ei kõlise.

Kui joonisel 243 näidatud kohale paigutada täisnurkne eboniitprisma *D*, siis toimub lainete täielik sisepeegeldumine.

Joonisel on näidatud lainete murdumist parafiinist või eboniidist prismas [1].

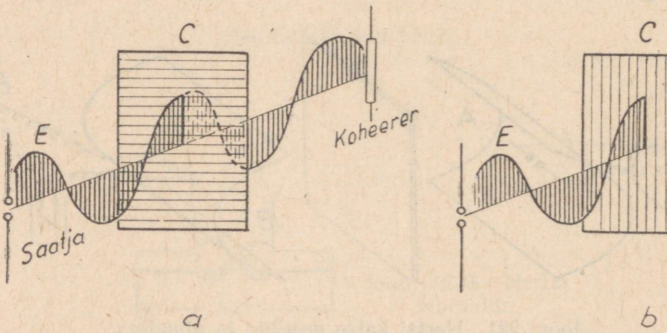


Joon. 242. Peegeldumine ja täielik sisepeegeldumine.



Joon. 243. Lainete murdumine prismas.

Hertz näitas, et tema vibraatorist lähtuvad lained (elektrilained) on polariseeritud, s. t. võnguvad ühes kindlas tasapinnas. Selleks kasutati metallvõret pilude vahega umbes 1 cm. Esialgu asetati võre nii, et pilud olid dipooli teljega risti (joon. 244, a). Selgus, et sel korral lainete intensiivsus nõrgenes väga vähe. Kui aga võret 90° võrra pöörati, nii et pilud olid paralleelsed dipooli teljega, selgus, et lained võret üldse enam ei läbinud (joon. 244, b).



Joon. 244. Elektrivälja tugevuse võnkumine toimub dipooli telge läbivas tasapinnas.

Hertzil õnnestus katseliselt tekitada seisvaid laineid õhus ja sel teel seal kindlaks määrata elektrilainete pikkust.

Seisvad lained tekivad siis, kui vibraatorist lähtuv kiirgus (lained) langeb risti metallplaadile ja sealt peegeldudes interfe-

[1] Katsed näitavad, et elektromagnetiliste lainete murdumisel kehtib aine dielektrilise läbitavuse ε ja murdumisnäitaja n vahel seos $n = \sqrt{\varepsilon}$. Näiteks parafiini puhul on $\varepsilon = 2{,}1$. Toodud seose põhjal saame parafiini murdumisnäitajaks $n = 1{,}44$. Maxwelli teoorias on tuletatud seos $n = \sqrt{\mu \cdot \varepsilon}$, kus μ on aine magnetiline läbitavus, mis dielektrikute jaoks on praktiliselt 1.

reerub peegeldunud kiirgusega. Tundliku resonaatori abil saab kindlaks teha sõlmede ja paisude asukohti ning järelikult ka lainepikkust λ. Lainete sagedus ν on määratud vibraatori mõõtmetega. Seosest $c = \nu \cdot \lambda$ leiame aga elektrilainete levimiskiiruse. See võrdub valguse kiirusega.

Need katsed näitavad, et elektromagnetiline kiirgus ei erine valguskiirgusest. Viimase lainepikkus on vaid tohutult väiksem.

142. Lebedevi katsed. P. N. Lebedev (1866—1912) tegi 1895. a. analoogilisi katseid Hertzi katsetele. Tal läks korda saada hoopis lühemaid laineid. Oma vibraatoriga tekitas ta 6 mm pikkusega laineid ja uuris neid, tõestades katseliselt Maxwelli teooriat. Valguse rõhu mõõtmise alalt on kõige kuulsamad Lebedevi katsed (1901. a.). Tema poolt katseliselt määratud valguse kui elektromagnetiliste lainete rõhu suurus vastas Maxwelli teoorias ennustatud rõhu suurusele.

Töötades väikeste vibraatoritega, õnnestus samal ajal ja teineteisest sõltumatult M. A. Levitskajal ja Moskva Ülikooli professoril Glagoljeva-Arkadjeval saada laineid pikkusega 0,1 kuni 0,2 mm. Suurimaks raskuseks oli neil vibraatori poolt kiiratava energia vähene suurus.

Levitskaja ja Glagoljeva-Arkadjeva katsetega oldi elektromagnetiliste lainete uurimise alal jõutud välja kuni infrapunaste laineteni. Õieti on üks osa infrapunaseid laineid isegi suurema lainepikkusega kui nende katsete juures tekitatud lainetel.

143. Popov raadio leiutajana. Hertz ei näinud teed elektromagnetiliste lainete praktiliseks kasutamiseks. Tema katsete juures võis resonaatoris sädet täheldada vaid pimendatud ruumis ja sedagi luubi abil vaadeldes. Kaugus vibraatori ja resonaatori vahel oli võrdlemisi väike (mõni meeter).

Vene teadlane Aleksander Stepanovitš Popov (16. III 1859 — 13. I 1906) alustas oma katseid Hertzi katsete kordamisega. Kuigi Hertz pidas signaalide edasiandmist suurtele kaugustele võimatuks, oli see ometi Popovi eesmärgiks. Juba 1889. a. suutis Popov Hertzi katseid demonstreerida hoopis suurema edukusega: resonaatoris tekkiv säde oli nähtav ka ilma luubita.

7. mail (25. aprillil) 1895. a. toimus Vene Füüsika-Keemia Seltsi kuuldesaalis koosolek, kus A. S. Popov demonstreeris Hertzi katseid uue, enda leiutatud vastuvõtuaparaadiga. Selles aparaadis oli vastuvõtjaks koheerer *K*. Joonisel 245 on esitatud Popovi poolt automaatse raputajaga täiendatud koheerer.

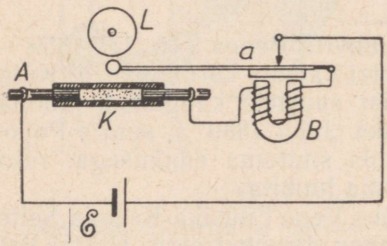
Koheerer asub elektromagnetilise vahelülija ehk relee ahelas. Elektrilainete toimel muutub metallipuru juhiks, relee lülib kontakti sisse ning elektrikõlisti hakkab töötama. Kõlisti vasarake, lüües vastu koheererit, regenereerib ehk taastab metallipuru esialgse suure takistuse. Relee kontakt vabaneb ja kõlisti lakkab töötamast.

Nii lihtne kui Popovi täiendatud koheerer ongi, kujunes see ometi pöörettekitavaks traadita kaugside ajaloos. Vastuvõtja esi-



Aleksander Stepanovitš Popov

meseks rakenduseks oli ta kasutamine äikesemärkijana. Popov kasutas oma äikesemärkija juures atmosfääriliste lahenduste poolt tekitatud elektromagnetiliste lainete vastuvõtjana varrast (joon. 246), mis oli ühendatud koheereri ahelaga. See Popovi leiutatud varras — nn. a n t e n n — on avatud võnkeringi üheks osaks, nagu Hertzi vibraatori üks varrastest. Õieti sai alles antenni abil võimalikuks traadita sidepidamine suurte kauguste taha.



Joon. 245. Automaatselt regenereeruv koheerer.

12. märtsil 1896. a. (vana kalendri järgi) oli Popov juba niikaugel, et võis demonstreerida teksti üleandmist. Aparatuur koosnes saatjast, mis asus veerand kilomeetri kaugusel vastuvõtjast, kusjuures viimases oli elektrikõlisti asendatud morse aparaadiga. Niipea kui Rõbkin — Popovi abiline — saatja juures lülis vibraatori, tekkis viimases säde. Siit suunduvad elektromagnetilised lained jõudsid vastuvõtjani. Koheereris oleva metallipuru takistus langes järsku, aparaadi ankur tõmbus ja kirjutav seadeldis märkis punkte ja kriipse. Saadetud tekst koosnes kahest sõnast «Heinrich Hertz».

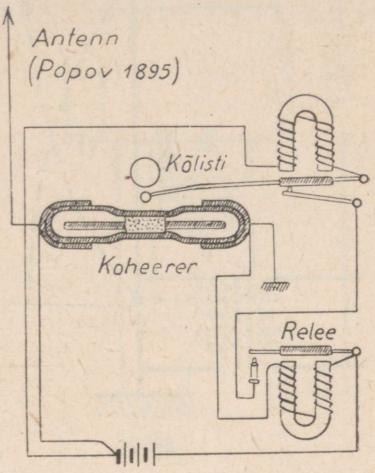
Et sel demonstratsioonil kasutati «äikesemärkija» skeemi, siis loetakse raadio kui traadita sidepidamisvahendi leiutamise tähtpäevaks 1895. a. 7. maid.

Järgnevatel katsetel suurendas Popov antenni pikkust ja 1897. a. lõpul võis ta juba signaliseerida 5 km kaugusele.

1897. a. suvel avastasid Popov ja ta abiline Rõbkin signaalide vastuvõtu võimaluse telefoni abil, mis on ühendatud koheereriga. Sel teel said morsesignaalid kõrvaga kuuldavaiks. 1900. aastal oli kaugside ulatus juba 44 km.

Raadiotehnika edaspidist võidukäiku Venemaal tõkestas tsaarivalitsus, kes oma lühinägelikkuse tõttu andis raadiotööstuse väliskapitali kätte.

1897. a. korraldas ka itaalia insener Marconi katseid signaalide saatmiseks ja vastuvõtuks elektromagnetiliste lainete abil, morse märkide kaudu. Marconi skeemides ei olnud aga midagi põhimõtteliselt uut, võrreldes Popovi skeemiga.

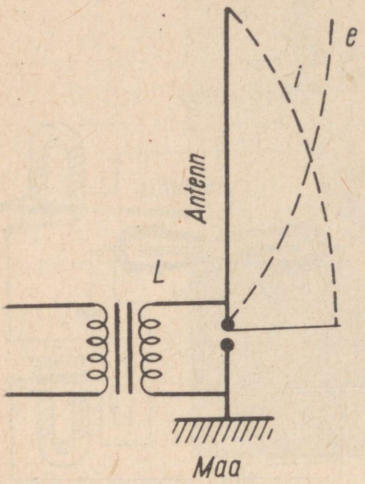


Joon. 246. A. S. Popovi «äikesemärkija» — traadita telegraafi ja raadio eelkäija skeem.

144. Raadio. Raadioside teostamiseks on vajalikud kaks seadiste komplekti — saatja ja vastuvõtja. Kummaski neist on põhimõtteliselt ühendatud kinnine ja avatud võnkering. Kinnine võnkering võimaldab oma väikese induktiivsuse ja mahtuvuse tõttu salvestada palju kordi suuremal hulgal energiat kui avatud võnkering. Viimase paremuseks on aga suur kiirgusvõime. Nende mõlemate võnkeringide ühendamine võimaldab võnkumisenergiat kanda üle suurtele kaugustele. Kinnise võnkeringi tähtsamaks osaks on elektronlamp, mida kasutatakse ostsillaatori asemel kõrgsagedusvõnkumiste tekitajana. Siin tekitatud võnkumised antakse edasi avatud võnkeringi, milleks on õieti antenn. Antenni kaudu kandub energia elektromagnetilise lainetuse näol ruumi.

Eriti tuleb rõhutada antenni tähtsust, sest ainult selle abil osutus võimalikuks signaalide saatmine suurematele kaugustele. Joonisel 247 esitatud lihtsa saatja skeemil on antenn toodud võnkeringist väljaulatuva pika traadina, mis kujutab endast vibraatori ühte poolt. Teine pool on ühendatud maaga. Antennis võngub ainult veerand lainepikkust. Elektrilise väljatugevuse jooned lõpevad risti maapinnale, mis on hea juht. Nii tekivad poolvabad lained (joonisel tuleb sel puhul kujutada alumine pool äralõigatuna ja asendatuna maapinnaga).

Selleks et ruumi saadetav energia oleks normaalse suurusega, peavad joonisel 247 näidatud pooli L induktiivsus koos antenni enda induktiivsusega ning antenni mahtuvus moodustama võnkeringi, mille sagedus on häälestatud resonantsi ostsillaatori võnkeringi omaga, s. t. et nende sagedused peavad olema võrdsed.

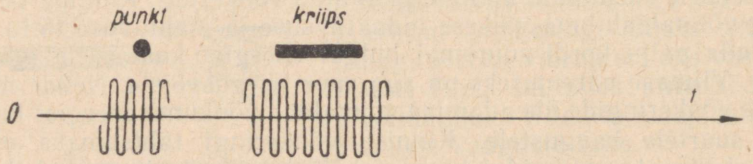


Joon. 247. Lihtne saatja.

Antenni saadetud elektromagnetilisi laineid saab kasutada raadiotelegraafina, kui neid tekitada mitmesuguse kestusega seeriatena (vastavalt morse tähestikule), nagu näidatud joonisel 248.

Tänapäeva raadio ehk ringhäälingu ülesandeks on kõne ja muusika ülekanne. Et seda teha, on tarvis saatja poolt kiiratavad kõrgsagedusvõnkumised moduleerida. Moduleerimise protsess on analoogiline sellele, mida õppisime tundma telefoni puhul, kus kõnelemisega mikrofoni alalisvoolu mõjutati meie kõne-, s. o. häälelainetega, mistõttu tekkis nn. pulseeruv alalisvool.

Joonisel 249 on toodud skeem, mille järgi mikrofoni (M) kõnevool tekitab transformaatori (T) sekundaarpoolis pingevõnkumisi, mis mõjuvad elektronlambi (saatelambi) võrele. Sel-



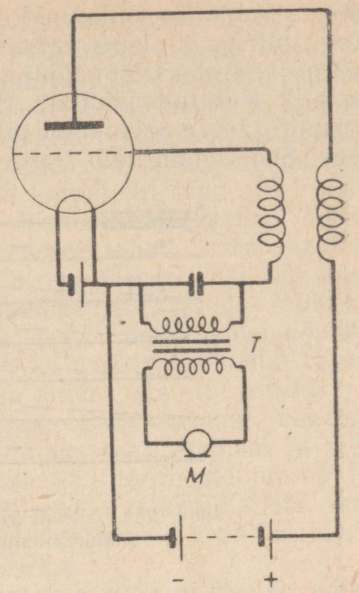
Joon. 248. Telegraafilise saate kujutus.

lega muudetakse samas sagedusrütmis anoodvoolu tugevust, s. t. muidu püsiva tugevusega anoodvool hakkab vaheldumisi tugevnema ja nõrgenema (vt. joonis 250).

Vastuvõtja peab ammutama elektromagnetilised lained, kui need jõuavad vastuvõtja antenni. Antenn on ühendatud võnkeringiga, milles on elektrontoru. Selle võnkeringi sagedus on häälestuskondensaatorite abil muudetav vastavalt sellele, missuguse saatjaga soovitakse resonantsi sattuda.

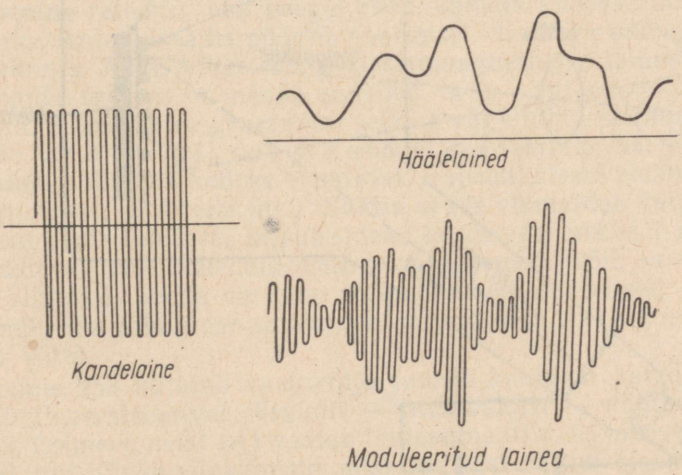
Vastuvõtja peaülesandeks on võimendada antenni abil kin-

nipüütud nõrku kõrgsagedusvõnkumisi ja demoduleerida need, s. t. muuta nad tagasi madalsagedusega võnkumisteks, mis saatjas kandelainele anti. Demoduleerimisel jääb joonisel 250 näidatud moduleeritud lainetest järele ainult nende ülemine või alumine osa, s. t. alalisvool, mis muutub just saadetud kõnele või häälele vastavalt.



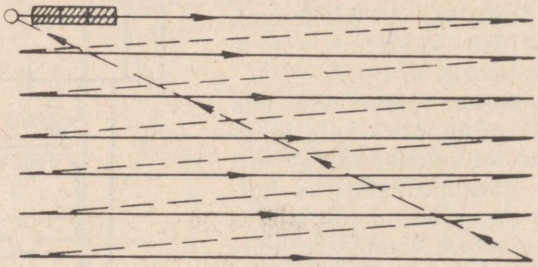
Joon. 249. Kõrgsagedusvõnkumiste moduleerimine mikrofoni (*M*) ja transformaatori (*T*) abil.

145. Televisioon. Televisiooni ehk kaugnägemise põhimõtte selgitamiseks kujutleme, et edasisaadetav pilt või stseen on jaotatud suureks hulgaks ridamisi korraldatud pildipunktideks, mis ise on mitmesuguse heledusega. Selleks et seda kujutist saata kauguste taha, on vaja saada nende heledusastmetele vastavaid elektrivoole. Need voolud tuleb võimendada ja siis edasi saata raadiolainete või ka traatliinide abil. Televisiooni vastuvõtja püüab need lained ja muudab elektrivoolu muutused jälle vastavateks pildielementideks, s. t. valgusemuutusteks, mis ekraanile laotatult annavadki ülekantava stseeni kujutise. Joonisel 251 on toodud skeem mingi pildi saatmisel või vastuvõtjas taasloomisel vaja-



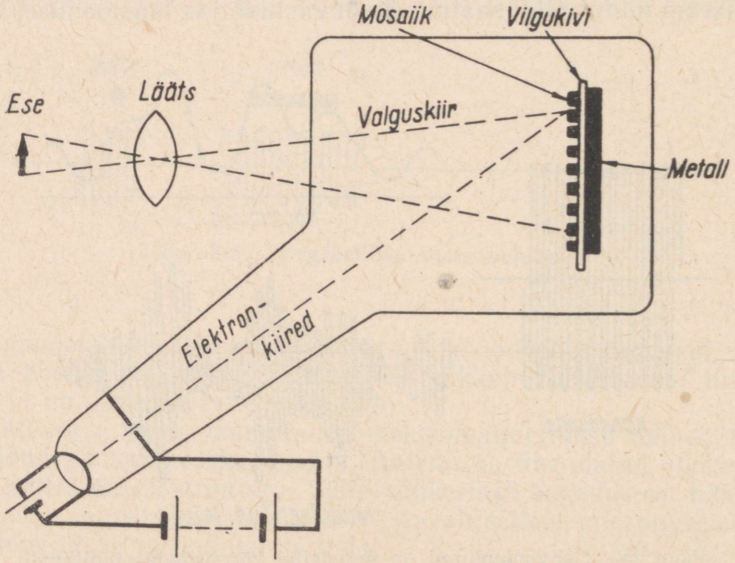
Joon. 250. Helivõnkumised on muudetud kõrgsagedusamplituudi võnkumiseks.

likust üksikute pildipunktide kiirest ridamisi täppimisest. Kogu pilt peab olema valmis $^1/_{25}$ sekundi jooksul ja nimelt nii, et selle ajaga oleks läbi täpitud 600 rida (igas televisioonisüsteemis on pilt jaotatud kindlaks ridade arvuks). On teada, et iga $^1/_{20}$ sekundi järgi vaheldunud pilti silm ei taju katkendilise pildi muljena. Seda enam näib $^1/_{25}$ sekundi tagant vahelduv pilt pidevana.



Joon. 251. Skeem mingi pildi ridamisi täppimisest ruudukujuliste pildielementide kaupa.

Saateseadme peamiseks osaks on ikonoskoop, s. o. pildivaataja ehk pildipüüdja. Selle skeem on esitatud joonisel 252. Torus on õhuke vilgukivilehest ekraan, mille tagakülg on kaetud metallikihiga. Vilgukivi esikülge aga katavad miljonid õige peenikesed, üksteisest isoleeritud tseesiumiosakesed, mis moodustavad nn.



Joon. 252. Ikonoskoobi skeem.

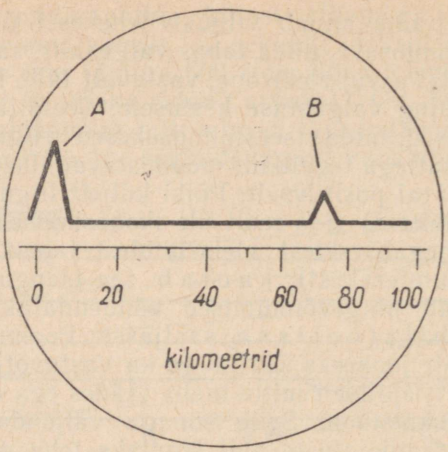
«fotomosaiigi». Lääts annab vilgukivilehekesel ülekantava pildi. Iga üksik tseesiumiosake, mida tabas valguskiir, saadab välja suuremal või vähemal arvul elektrone, vastavalt talle langeva valguse intensiivsusele ning valgustuse kestusele. Seetõttu need väikesed kondensaatorikesed, mida tseesiumiosakesed vilgukivi tagaküljel asetseva metallkattega tegelikult moodustavad, laaduvad suuremal või vähemal määral positiivselt. Põiki küljelt liiguvad elektronkiired (ehk katoodkiired) rida-realt üle ikonoskoobi ekraani. Niipea kui üks neist negatiivsetest elektronidest tabab kondensaatorit (mosaiigi tseesiumterakest), kaotab see laengu, s. t. tühjeneb. Sel teel tekkivad pingevõnkumised võimendatakse ja juhitakse edasi ultralühilainelisse saatjasse. Loomulikuks nõudeks on, et elektronkiir jookseks saatja- ja ka vastuvõtja-poolel täpselt sünkroonselt, s. t. ajaliselt mitte maha jäädes ega ette rutates.

146. Raadiolokatsioon. Selle sõnaga väljendatakse meetodit, mis võimaldab raadiolainete abil kindlaks teha esemeid ja määrata nende kaugust igasuguste ilmastikutingimuste juures (ka pimedas) suurtel kaugustel (kuni 200 km). Vastavaid riistu nimetame raadiolokaatoriteks ehk lihtsalt lokaatoriteks (lad. k. locus — koht) või radariteks.

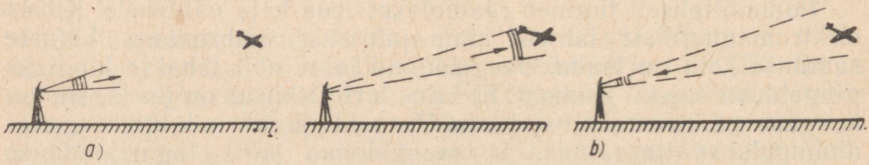
Põhimõtteliselt tugineb raadiolokatsioon kaja nähtusele. Kitsas elektromagnetiliste lainete kimp juhitakse ümbrusesse. Lainete saatmise koht on teada. Peegeldunud laine abil tehakse kindlaks peegelduva objekti asukoht. Et laine levimiskiirus on teada, siis on kauguse määramiseks vajalik mõõta vaid ajavahemik lühikese raadioimpulsi väljasaatmise ja peegeldunud laine tagasijõudmise vahel.

Lokaatori seadeldis nõuab antenni, saatjat ja vastuvõtjat. Antennina kasutatakse lühikest vibraatorit, mille juures on veel paraboolne reflektor ehk peegel raadiolainete kitsasse kimpu juhtimiseks. Antenniseadis pöörleb saatmisel kiirusega umbes 20 pööret minutis. Mida väiksem on elektromagnetiliste lainete pikkus, s. t. mida suurem on nende sagedus, seda sirgjoonelisemalt nad levivad. Saatjas olev generaator tekitab väga lühikesi (dm- ja cm-) laineid. Neid nn. mikrolaineid ei saa tekitada hariliku elektronlambi abil, vaid selleks kasutatakse spetsiaalseid elektronlampe (magnetrone, klüstrone jne.). Saatja seade võimaldab välja kiirata saatesignaale lühikeste impulssidena kestusega umbes 1 miljondik sekundit või veel lühemaid. Ühe sekundi jooksul võib saata umbes 1000 signaali. Seega on kahe signaali vahel suhteliselt pikk ajavahemik, mis võimaldab saadetavat ja tagasijõudvat signaali eraldi vastu võtta.

Joonis 253 kujutab vastuvõtja juurde kuuluval katoodostsillograafi fluorestseerival ekraanil — indikaatoril — nähtavat kahte märki. Esimene neist (*A*) vastab lähtesignaalile, tekkides sel silmapilgul, mil lühike võnkumisimpulss saatjast väljub (joon. 254, a). Kohates oma teel mingit objekti (joon. 254, b), peegeldus osa kiiratud energiast sellelt tagasi. Teine märk (*B*) tekib siis, kui vastu-



Joon. 253. Märgid katoodtoru ekraanil, mis tekivad mingi eseme peilimisel.



Joon. 254. Radari abil peilimise põhimõte.

võtjasse saabub peegeldunud laine. Ajavahemik nende kahe märgi vahel, õieti neile vastavate impulsside poolt läbitud teepikkus on allolevalt skaalalt otseselt loetav. Peegliseade võimaldab ka nurgalugemi võtmist ja seega peilitava objekti asendi kindlaksmääramist.

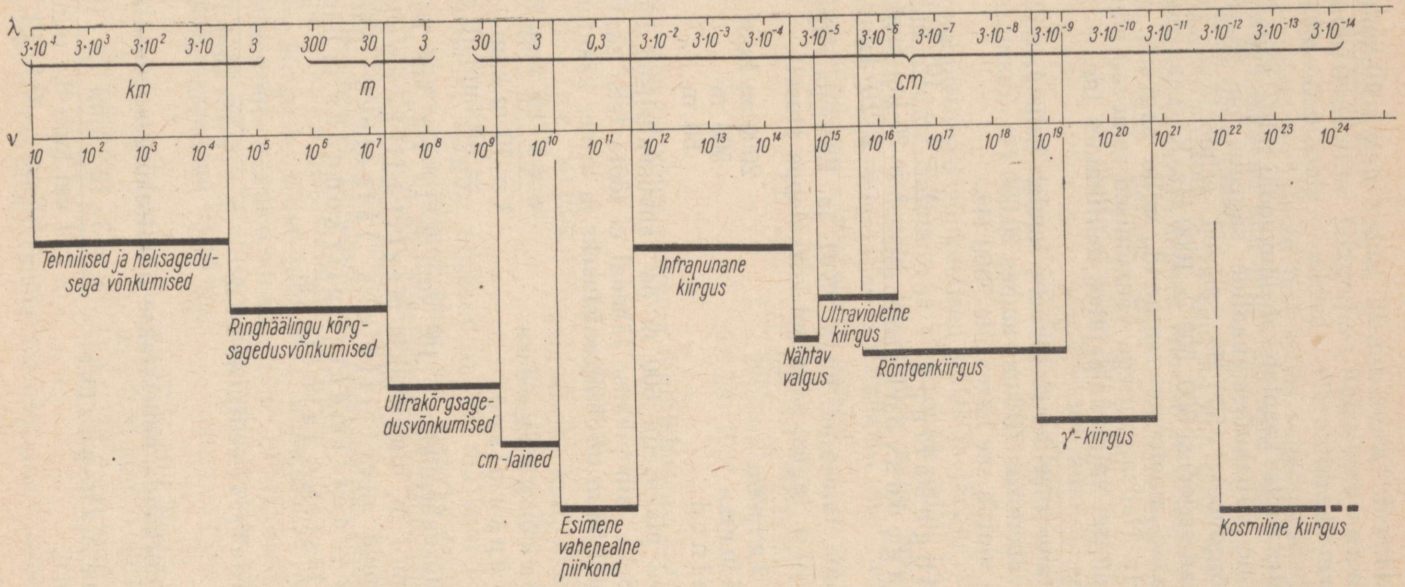
147. Elektromagnetiliste lainete skaala. Elektromagnetiliste lainete piirkond on väga lai. Kõiki neid laineid saab korraldada nende lainepikkuste järgi, nagu on tehtud tabelis lk-l 221. Oma iseloomult on kõik need lained samasugused, erinevus seisneb ainult nende lainepikkustes (sagedustes).

Ultramadalad võnkumised.

$$\frac{\nu = 0 \text{ kuni } 10 \text{ Hz}}{\lambda = \text{kuni } 30\,000 \text{ km} = \text{kuni } 3 \cdot 10^9 \text{ cm}}$$

Konstantne alalisvool kujutab võnkumist, mille sagedus on 0 Hz. Ultramadala sagedusega võib muutuda näiteks alalisvoolu tugevus päeva jooksul temperatuuri muutudes, vool takistustermomeetris termostaadi kontrollimisel jne. Arstiteaduses uuritavad peaajuvoolud on sagedusega 0,1 Hz.

Elektromagnetilised võnkumised.



Tehnilised ja helisagedusega võnkumised.

$\nu = 10$ kuni $1{,}5 \cdot 10^4$ Hz
$\lambda = 30\,000$ kuni 20 km $=$
$= 3 \cdot 10^9$ kuni $2 \cdot 10^5$ cm

Elektriraudtee kasutab vahelduvvoolu, mille sagedus on 16⅔ Hz, kaugekõne väljakutsesignaalide sagedus on 25—35 Hz, tavalisel võrguvoolul 50 Hz, mõned erimootorid ja seadeldised kasutavad sagedusi 300, 500 ja 1000 Hz. Kõrgsagedusahjude jaoks kasutatakse mootorgeneraatoreid, mille sagedus on 2500 kuni 10 000 Hz. Helisagedusega võnkumised esinevad muusika ja kõne edasiandmisel valjuhääldajates, helifilmides jne. — üldse elektroakustikas.

Tuletame meelde, et inimene kuuleb helisid, mille võnkesagedus on vahemikus 16 kuni umbes 20 000 Hz, kusjuures 50-aastasel inimesel ulatub see harva üle 7000 Hz.

Ringhäälingu kõrgsagedusvõnkumised.

$\nu = 1{,}5 \cdot 10^4$ kuni $3 \cdot 10^7$ Hz
$\lambda = 20$ km kuni 10 m $=$
$= 2 \cdot 10^5$ kuni 10^3 cm

Esitame lainealad, mida NSVL ja Euroopa riigid kasutavad (umbes 10 a. tagasi sõlmitud kokkuleppe alusel).

Pikad lained	2000 m	kuni	650 m
Keskmised lained	500 m	„	250 m
Lühilained	50 m	„	10 m

Lained pikkusega 600 m on rahvusvahelised hädasignaalide lained. Selle lainepikkuse lähedal ei tööta teisi saatjaid. Lained 180 m kuni 50 m on lähiteenistuseks ja armee käsutuses.

Ultrakõrgsagedusvõnkumised.

$\nu = 3 \cdot 10^7$ kuni $3 \cdot 10^9$ Hz
$\lambda = 10$ m kuni 1 dm $=$
$= 10^3$ kuni 10 cm

Sagedusvahemikku $3 \cdot 10^7$ kuni $3 \cdot 10^8$ Hz, kus lainepikkus on 10 m kuni 1 m, nimetatakse *meetri piirkonnaks* ja vastavaid laineid *meetrilisteks laineteks*; piirkonda kuni $3 \cdot 10^9$ Hz — *detsimeetri piirkonnaks* ja laineid *detsimeetrilisteks laineteks*.

Sentimeetrilised lained.

$\nu = 3 \cdot 10^9$ kuni $3 \cdot 10^{10}$ Hz
$\lambda = 1$ dm kuni 1 cm $=$
$= 10$ cm „ 1 cm

Seda piirkonda nimetatakse üliultrakõrgsagedusalaks.

Esimene vahepealne piirkond.

$\nu = 3 \cdot 10^{10}$ kuni $7{,}5 \cdot 10^{11}$ Hz
$\lambda = 1$ cm kuni 0,4 mm $=$
$= 10^0$ cm „ $0{,}4 \cdot 10^{-1}$ cm

See piirkond kujutab endast üleminekuala infrapunasele kiirgusele. Varem rääkisime Glagoljeva-Arkadjeva katsetest. Tema töötas mikroskoopiliselt väikese vibraatoriga (metallipuru masinaõlis), tekitades laineid just selles sagedusvahemikus. Töötamismeetodid hakkavad siin juba lähenema neile, mida kasutatakse optiliste katsete juures.

Lainepikkuste piirkonnas 0,4 kuni 0,1 mm (s. o. 400 kuni 100μ) kohtuvad kõrgsagedusvõnkumised juba kõige pikemalainelise soojuskiirgusega, mida näiteks saab elavhõbe-kvartslambi abil (340μ).

Infrapunane kiirgus.

$\nu = 7{,}5 \cdot 10^{11}$ kuni $3{,}8 \cdot 10^{14}$ Hz

$\lambda = 0{,}4$ kuni 780 mμ =

$= 0{,}4 \cdot 10^{-1}$ kuni $0{,}78 \cdot 10^{-4}$ cm

Elektromagnetilised võnkumised selles ja järgnevates piirkondades on molekulide, aatomite ja elektronide poolt tekitatud. Viimased ei tekita aga pidevaid võnkumisi, nagu «ostsillaatorid», vaid saadavad välja lühiajalisi lainejadasid, sest nende ergutamine toimub lühikeste ajavahemike jooksul.

Nähtav valgus.

$\nu = 3{,}8 \cdot 10^{14}$ kuni $8{,}3 \cdot 10^{14}$ Hz

$\lambda = 780$ kuni 360 mμ =

$= 0{,}78 \cdot 10^{-4}$ kuni $0{,}36 \cdot 10^{-4}$ cm

Inimese silm on kõige suurema tundlikkusega kiirgusele lainepikkusega 555 mμ.

Ultravioletne kiirgus ja röntgenkiirgus.

$\nu = 8{,}3 \cdot 10^{14}$ kuni $2{,}2 \cdot 10^{16}$ Hz

$\lambda = 360$ mμ kuni 13,6 mμ =

$= 36 \cdot 10^{-6}$cm kuni $13{,}6 \cdot 10^{-7}$cm

Ultravioletse kiirguse piirkond on 360 mμ kuni 13,6 mμ. Selle lõpposa ja algava röntgenkiirguse ala katavad teineteist. Ultravioletset kiirgust tekitatakse elavhõbe-kvartslambi või elektrikaare abil, röntgenkiirgust aga hoopis teisel teel.

Õhk absorbeerib tugevasti nii pikalainelist («pehmet») röntgenkiirgust kui ka ultravioletset kiirgust.

Nende kiirguste ühist piirkonda nimetatakse ka teiseks vahepealseks piirkonnaks ($4{,}6 \cdot 10^{15}$ Hz kuni $2{,}2 \cdot 10^{16}$ Hz).

Väga mitmesuguse ehitusega röntgenlampides tekitatud kiirte lainepikkus on 66 kuni 0,015 mμ.

Gammakiirgus.

$\nu = 7{,}5 \cdot 10^{18}$ kuni $7{,}5 \cdot 10^{20}$ Hz

$\lambda = 0{,}04$ kuni 0,0004 mμ =

$= 0{,}4 \cdot 10^{-8}$ cm kuni $0{,}4 \cdot 10^{-10}$ cm

Gammakiired tekivad radioaktiivsete ainete lagunemisel. Kat-

seid, mis teevad kindlaks nende kiirte võnkumisloomust, on väga rasked läbi viia.

Kosmiline sekundaarkiirgus. $\nu \approx 10^{22}$ kuni 10^{24} Hz ja enam.

Kosmilisest ruumist tulevate ja atmosfääri ioniseerivate kiirte läbitungimisvõime on veel suurem kui gammakiirtel. Tehakse vahet kosmilise primaarse ja sekundaarse kiirguse vahel. Esimene neist on juba 20 km kõrgusel Maast täielikult absorbeeritud. Oletusekohaselt ei koosne sekundaarne kiirgus mitte energiarikastest prootonitest — nagu primaarne kiirgus — vaid energiavaesematest elektronidest.

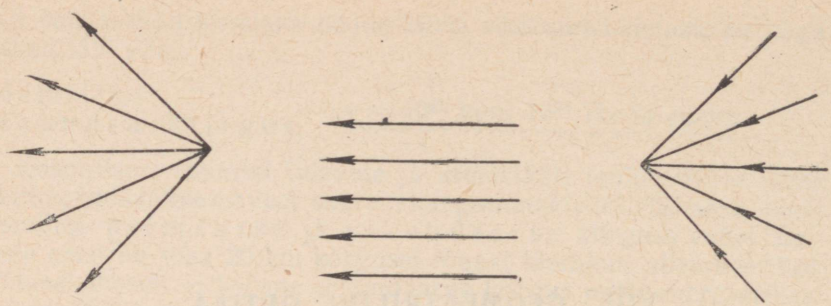
VIII. GEOMEETRILINE OPTIKA

148. Põhiteadmisi valgusest. Valgust vaatleme me elektromagnetilise lainetusena, mis vaakuumis levib kiirusega ~300 000 km/s. Keskkondades on valguse kiirus väiksem, sõltuvalt keskkonna optilisest tihedusest. Valguse lainepikkused kõiguvad ümmarguselt 400 mμ (violetne valgus) ja 800 mμ (punane valgus) vahel. Teistele lainepikkustele meie silm ei reageeri, kuid nende olemasolus võime mitmesuguste meetodite abil veenduda. Näiteks võime fluorestseeriva ekraani abil kindlaks teha violetse kiirguse lainetest veelgi lühemaid laineid, mis vastavad ultravioletsele kiirgusele; termosamba abil saame aga näidata infrapunase kiirguse olemasolu, mille lainepikkus on suurem kui punasel valgusel.

Valgusnähtuste käsitlemisel geomeetrilises optikas on otstarbekohane kasutada valguskiire mõistet. Geomeetriline optika käsitleb valguskiirt kui valgusenergia levimise teed, andes sellele mõistele abstraktse geomeetrilise sisu. Seetõttu tuleb juba algusest peale juhtida tähelepanu asjaolule, et edaspidi esitatavad mõttekäigud ja tõestused, mida kasutame geomeetrilises optikas, on õiged vaid neil juhtumeil, mil valgustatav pind — või ava, mida valguskiired läbivad — on küllalt suur, võrreldes valguse lainepikkusega. Et aga viimane on suurusjärgus 10^{-4} mm, siis võime juba millimeetriliste dimensioonidega peegleid või avausi pidada «küllalt suurteks», võrreldes valguse lainepikkusega.

Väiksemate mõõtmetega peeglite ja ekraanide puhul ilmnevad erilised nähtused, mida vaatleme üksikasjalisemalt laineoptikas (peatükk IX), kus valgust käsitletakse lainetusena ning valgusnähtuste seletamisel lähtutakse Huygensi-Fresneli printsiibist.

Valgusallikast lähtuvad kiired kõigis suundades, moodustades hajuvaid kiirtekimpe (joon. 255, a). Homogeenseid keskkondi läbides on valguskiired sirgjoonelised. Väga kaugetelt valgusallikatelt, näiteks taevakehadelt tulevad kiired on praktiliselt paralleelsed ja moodustavad paralleelseid kiirtekimpe (joon. 255, b). Selliseid kiirtekimpe saame tekitada ka optiliste vahendite abil (nõguspeeglid, kumerläätsed). Peeglite ja läätsede abil võime kiirte loomulikku teed muuta ning juhtida neid meile vajalikus suunas. Sel teel võime näiteks koondada valguskiiri ühte



a *b* *c*

Joon. 255.

a) Hajuv valguskiirte kimp. b) Paralleelne valguskiirte kimp. c) Koonduv valguskiirte kimp.

punkti. Vastavat kiirtekimpu nimetame koonduvaks kimbuks (joon. 255, c).

Üksiku valguskiire abil ei saa me veel valgusallika asukohta ruumis kindlaks määrata, sest üksik kiir määrab küll suuna, milles valgusallikat tuleb otsida, kuid jätab lahtiseks küsimuse, kui kaugel see on (joon. 256, b).



Joon. 256.

a *b*

a) Üksiku kiire abil ei ole võimalik otsustada, kui kaugel asub valgusallikas vaatlejast. b) Valgusallika asukoht ruumis on määratud vähemalt kahe lõikuva kiire abil.

Valgusallika asukoha määramiseks ruumis peame vaatluse alla võtma vähemalt kaks kiirt. On selge, et valgusallikas on kiirte väljumise koht, kus kiired lõikuvad. Seega juba kaks mingisugust kiirt kogu hajuvast kiirtekimbust määravad oma lõikepunktiga valgusallika asukoha ruumis (joon. 256, b).

Langedes mingi keha pinnale, valgus osaliselt peegeldub, osaliselt tungib aga kehasse. Kui kehasse tunginud valgus neeldub täielikult, siis on meil tegemist läbipaistmatu kehaga, neeldub aga valgus kehas vaid osaliselt, siis on see keha läbipaistev. Tuleb tähendada, et teravat piiri läbipaistvate ja läbipaistmatute kehade vahel ei ole, sest isegi puhas vesi, mida oleme harjunud pidama läbipaistvaks, neelab mõnesaja meetri paksuse kihina kogu valguse. Meredes ca 700 m sügavusel on täiesti pime, sest

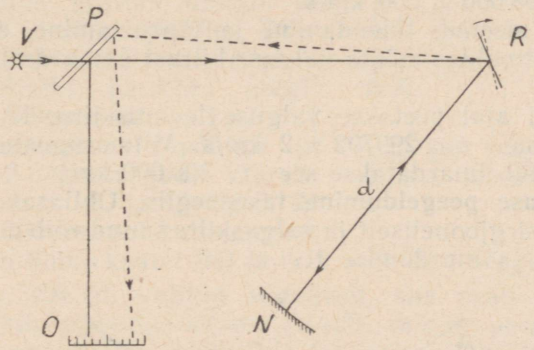
isegi päikesevalgus neeldub juba ülalpool olevates kihtides ega suuda sellise sügavuseni tungida. Seevastu aga näiteks kuld või hõbe väga õhukeste kihtidena on läbipaistvad.

149. Valguse kiirus. Valguse levimiskiiruse probleem huvitas inimesi juba ammu. See kuulub põhiliste probleemide hulka nii optika kui ka füüsika seisukohast üldse.

Põhiline raskus, millega eksperimentaator valguse kiiruse mõõtmisel kohtub, on selle kiiruse suuruse määramine, mis nõuab hoopis teiste meetodite rakendamist kui neid kasutati väikeste kiiruste mõõtmisel (Galilei 1607. a.).

Esimesena õnnestus valguse kiirust arvutada Pariisi tähetorni assistendil O. Roemeril[1] 1675. a. Tema meetod põhineb astronoomilistel vaatlustel (Jupiteri ühe kuu varjutuste jälgimine).

Alles 1849. a. läks Fizeau'l korda mõõta valguse kiirust maapealsetes tingimustes (nn. pöörleva hammasratta meetod), kuid juba 1862. a. määras Foucault valguse kiiruse laboratooriumi seinte vahel.



Joon. 257. Foucault' katse skeem valguse kiiruse mõõtmiseks.

Foucault' meetod põhineb väga väikeste ajavahemikkude mõõtmisel kiiresti pöörleva peegli abil. Valgusallikast V väljuv kiir läbib poolläbipaistva peegli P, suundub sealt edasi kiiresti pöörlevale peeglile R ning sealt omakorda nõguspeeglile N, kulgedes teepikkuse $2\,RN = 2d$ ajavahemiku t kestel (joon. 257). Seda ajavahemikku saab määrata nurga kaudu, mille võrra pöördub peegel R selle aja kestel. Foucault' seadise põhiliseks iseärasuseks on nõguspeegli N kasutamine, mille kõveruskeskpunkt asub pöörleva peegli R teljel, mistõttu nõguspeeglilt peegeldunud kiir satub tingimata punkti R tagasi. Kui R ei pöörle, siis N-lt

[1] Roemer, Ole (1644—1710), taani astronoom. Töötas 1671—1681 Pariisi tähetornis, hiljem Kopenhaageni ülikooli professorina.

peegeldunud kiir peegeldub temal suunas RV (kiirte käigu ümberpööratavus). Jõudnud poolläbilaskva peeglini P, ta osaliselt peegeldub suunas PO, kus vastaval skaalal tekib valgustäpp. Kui aga peegel R pöörleb, siis ajavahemiku t jooksul ta veidi pöördub, võtab seega uue asendi ning temalt peegeldunud kiir RP ei lange peeglil P enam endisesse kohta, vaid sellest veidi ülespoole. Okulaaris näeme, et valgustäpp on nullasendist kõrvale nihkunud. Selle nihke suuruse kaudu leitakse nurk, mille võrra peegel R ajavahemiku t jooksul pöördus. Teades peegli pöördumise nurkkiirust ja pöördenurka, saame arvutada ajavahemiku t.

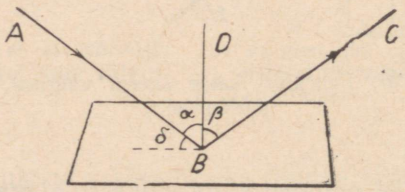
Valguse kiirus $c = \frac{2d}{t}$. Foucault' katsetes oli $d = 4$ m. See lühike vahemik võimaldas tal mõõta valguse kiirust ka teistes läbipaistvates keskkondades, nagu vees, klaasis, õlides jne., paigutades R ja N vahele vastavate ainetega täidetud klaasvanne. Eksperimentaalsed tulemused näitasid, et neis keskkondades on valguse kiirus väiksem kui õhus.

Oma mõõtmiste tulemusena sai Foucault valguse kiiruseks vaakuumis $c = 298\,000 \pm 500$ km/s.

Foucault' meetodi täiendamine ja täpsustamine, eriti Michelsoni poolt, võimaldas mõõta valguse kiirust erakordselt suure täpsusega.

Käesoleval ajal peetakse valguse levimiskiiruseks vaakuumis 1951. a. andmeil $c = 299792 \pm 2$ km/s. Mitmesuguste lihtsamate arvutuste puhul ümardatakse see arv 300 000 km/s.

150. Valguse peegeldumine tasapeeglis. Ühtlases keskkonnas levib valgus sirgjooneliselt ja valguskiire suund võib muutuda vaid peegeldumise ja murdumise teel.



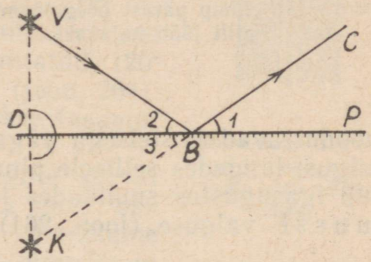
Joon. 258. Valguskiire peegeldumine.

Langegu kiir (joon. 258) siledale, poleeritud pinnale — peeglile — suunas AB, kus B on punkt peegli pinnal, kuhu valguskiir langeb. Tõmbame samast punktist peegli pinnale normaali (ristjoone) BD. Nurka langeva kiire (AB) ja peegli pinna normaali (BD) vahel nimetatakse valguskiire *langemisnurgaks* (α), nurka peegeldunud kiire (BC) ja peegli pinna normaali vahel *peegeldumisnurgaks* (β), nurka langeva kiire ja peegli pinna vahel aga *kaldenurgaks* (δ). Katsete varal selgub, et

1) langev kiir, peegeldunud kiir ja peegli pinna normaal langemispunktis asuvad ühes tasandis ja 2) langemisnurk võrdub peegeldumisnurgaga ($\alpha = \beta$).

Neist nn. peegeldumisseadustest võime teha mõningaid järeldusi, ja nimelt: kui kiir langeb peegeldunud kiire sihis, siis peegeldub ta langeva kiire sihis (pööratavus). Peeglile risti langenud kiir peegeldub samuti risti peegliga, sest sel juhul $\alpha = \beta = 0$ ja langemis- ning peegeldumissiht ühtivad.

151. Valguspunkti kujutis tasapeeglis. Asetame väikeste mõõtmetega valgusallika, nn. valguspunkti (V) tasapeegli ette (joon. 259). Langegu mingi valguspunktist väljuv kiir peeglile P punktis B. Sealt peegeldub ta suunas BC. Kujutame valguspunktist V kiire (VD) risti peegliga ja pikendame seda peegli taha kuni lõikumiseni peegeldunud kiire BC sihiga punktis K. Lihtne geomeetriline arutlus näitab, et punktid V ja K on peeglist ühekaugusel ($VD = KD$), s. o. K on V sümmeetriliseks punktiks peegli suhtes. Tõepoolest $\sphericalangle 1 = \sphericalangle 2$ (peegeldumisseaduste põhjal) ja $\sphericalangle 1 = \sphericalangle 3$ (tippnurgad). Järelikult $\sphericalangle 2 = \sphericalangle 3$ ja $\triangle VDB \cong \triangle KBD$ (täisnurksed kolmnurgad, milledel on ühine kaatet BD ja $\sphericalangle 2 = \sphericalangle 3$). Seega $VD = KD$.



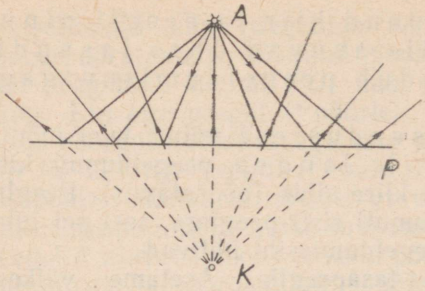
Joon. 259. Peegeldunud kiir näib väljuvat sümmeetrilisest punktist.

Et kiir VB oli valitud suvaliselt, siis peab iga peegeldunud kiire sihi pikendus läbima punkti, mis on peegli suhtes sümmeetriline antud valguspunktiga. Selliseks punktiks on meil ainult K. Järelikult kõik tasapeeglilt peegeldunud kiired näivad väljuvat punktist, mis asub peegli taga sümmeetriliselt antud valguspunktiga. See punkt (K) on antud valguspunkti (V) kujutiseks.

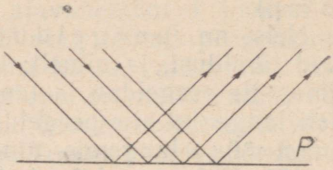
Et valguskiired punktist K tegelikult ei välju, vaid näivad meile sealt väljuvat, siis nimetame sellist kujutist näivaks ehk ebakujutiseks vastandina tõelistele kujutistele, kus valguskiired tõepoolest lõikuvad. Tõelisi kujutisi saab ekraanile projitseerida, ebakujutisi aga mitte.

Peegeldumisel tasapeeglil säilitab kiirtekimp oma iseloomu, s. t. hajuv kiirtekimp jääb peale peegeldumist hajuvaks (joon. 260, a), koonduv — koonduvaks ja paralleelne — paralleelseks (joon. 260, b).

152. Valguse difuusne hajumine. Kehade pind pole harilikult päris sile, vaid konarlik, kare ning ebakorrapäraselt kõver. Sellist pinda võime vaadelda koosnevana suurest hulgast pisikestest, palja silmaga vahest isegi mitte nähtavatest tasapeeglikestest, mis



a



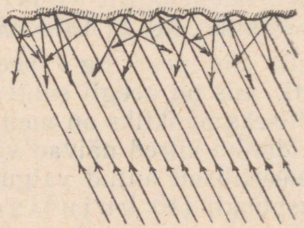
b

Joon. 260.

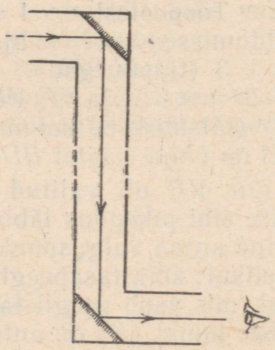
a) Hajuv kiirtekimp pärast peegeldumist tasapeeglilt jääb hajuvaks.

b) Paralleelne kiirtekimp pärast peegeldumist tasapeeglilt jääb paralleelseks.

moodustavad üksteisega väga mitmesuguseid nurki. Seetõttu ka valgus, langedes sellisele pinnale (paber, laud, riie jne.), peegeldub igasugustes suundades ja me saame hajunud ehk difuusse valguse (joon. 261).



Joon. 261. Valguse difuusne hajumine.

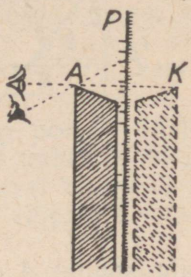


Joon. 262. Peegelperiskoobi skeem.

153. Tasapeeglite rakendusi. Tasapeeglit kasutatakse juba iidsetest aegadest alates tualettpeeglina. Rätsepad kasutavad nurkpeegleid, s. o. mitut nurgeti asetatud tasapeeglit, et töö tellija võiks ennast ka selja tagant näha. Tasapeeglite abil võime ehitada ka lihtsama periskoobi (joon. 262). Päikesekiirtega signaliseeritakse nn. heliograafi abil, mis koosneb ühest või kahest tasapeeglist. Pöörlevaid peegleid rakendatakse väga väikeste ajavahemikkude mõõtmiseks, nagu nägime valguse kiiruse mõõtmisel (vt. § 149). Meresõidul laialt kasutatava nurga-

mõõteriista — sekstandi — ehitus põhineb samuti tasapeeglite omadustel.

Mõõtmistehnikas on sageli tarvitusel nn. peegelskaalad (joon. 263), et hoiduda nn. parallaksi-vea tekkimisest. Viseerimine peab toimuma vaadeldava punkti (*A*) ja tema kujutise (*K*) sihis, sest see siht on alati risti peegelpinnaga ning ühtlasi sellel asuva skaalaga. Hoides silma mingil teisel punkti *A* läbival sihil, saame skaalalt ebaõige lugemi.



Joon. 263. Lugemeid peab vaatama risti skaalaga.

Arstiteaduses kasutatakse tasapeegleid mõningate kehaosade vaatlemiseks, mis silmaga vahenditult ei ole jälgitavad. Nii näiteks kõri vaatlemiseks kasutatakse larüngoskoope (kr. k. *laryngos* — kõri). Viimane kujutab endast väikest ümmargust tasapeeglit, mis on kinnitatud 120° nurga all metallist käepideme külge (joon. 264).

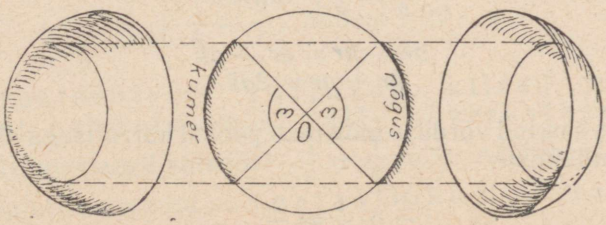
Valguse murdumist silmas jälgitakse tasapinnaliste silmapeeglite abil.

154. Sfäärilised peeglid. Tasapeeglite kõrval etendavad teaduses ja tehnikas väga suurt osa kõverpeeglid. Kõverpeegliteks nimetame selliseid peegleid, mille peegeldavaks pinnaks on mingi kõverpind. Kõverpeeglitest võtame vaatluse alla sfäärilised peeglid, mille juures peegelpinnaks on osa kerapinnast ehk sfäärist. Kui peegelpinnaks on osa kera sisepinnast, siis nimetame sellist peeglit nõguspeegliks. On aga peegelpinnaks osa kera välispinnast, siis on meil tegemist kumerpeegliga.



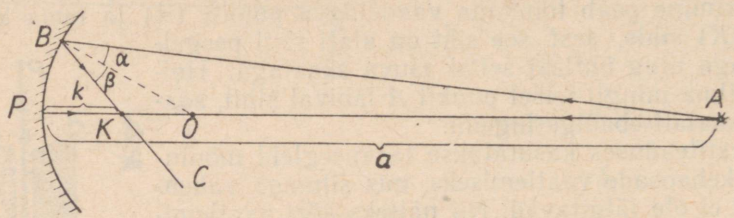
Joon. 264. Larüngoskoop.

Harilikult on sfäärilise peegli kontuur ringjooneline. Kui kujutame läbi sfääri tsentri ja peegli kontuuri koonuspinna, siis saame peegli ruuminurga (ω), mis näitab, kui suure osa kerapinnast antud nõgus- või kumerpeegel moodustab. Mida väiksem on sfäärilise peegli ruuminurk, seda teravamaid kujutisi peegel annab.



Joon. 265. Nõgus- ja kumerpeegel.

155. Nõguspeegli valem. Joonisel 266 on esitatud läbilõige nõguspeeglist, mille kõverustsenter olgu O, kõverusraadius OP, peegli keskpunkt P ja peegli telg — sirge PO (sirge, mis läbib peegli keskpunkti ja kõverustsentri). Asugu



Joon. 266. Peegeldumine nõguspeeglilt.

valguspunkt A peegli teljel. Temast väljuvad kiired igas suunas. Osa neist langeb peeglile. Saab tõestada, et valguspunktist nõguspeeglile langenud ja sellelt peegeldunud kiired koonduvad ühte punkti, s. o. tekitavad valguspunkti kujutise.

Peegli telge mööda nõguspeeglile langev kiir AP, mis läbib tsentri O, peegeldub tagasi samas sihis PA, kuid langevale kiirele vastassuunas. Mingi teine kiir AB, langedes nõguspeeglile punktis B, peegeldub sellelt peegeldumisseaduste kohaselt. Peegeldunud kiir BC lõikub peegli telje sihis peegeldunud kiirega punktis K. Näitame, et punktis K koonduvad pärast peegeldumist ka kõik teised kiired, s. t., et selles punktis on valguspunkti kujutis.

Kolmnurgas ABK on raadius BO nurgapoolitajaks, sest $\alpha = \beta$. Järelikult:

$$\frac{AO}{OK} = \frac{AB}{BK} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Kui peegli ruuminurk on väike, s. o. kiired langevad peeglile telje lähedal, siis võime öelda, et

$AB = AP = a$ (valguspunkti kaugus peeglist) ja

$BK = KP = k$ (valguspunkti kujutise kaugus peeglist).

Edasi $AO = AP - PO = a - r$ ja $OK = OP - PK = r - k$, kus r on peegli kõverusraadius (OP).

Asendades saame valemist (1)

$$\frac{a-r}{r-k} = \frac{a}{k}, \text{ millest}$$

$$ak - kr = ar - ak$$
$$kr + ar = 2ak.$$

Jagades saadud võrduse mõlemad pooled korrutisega akr, saame pärast taandamist

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{k} = \frac{2}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

See on nõguspeegli valem, mis kehtib optilisel teljel võetud valguspunktist lähtuvate ning peegli keskpunkti lähedale langevate kiirte kohta.

156. Järeldusi nõguspeegli valemist. Valemist (2) võime tuletada mitu tähtsat järeldust.

1) Kõigi valguspunktist A väljuvate kiirte jaoks on a ja r väärtused samad, järelikult peab olema sama ka kaugus k, s. o. kõik ühest punktist (A) väljunud ja nõguspeeglilt peegeldunud kiired koonduvad ühte punkti (K), mis on antud valguspunkti (A) tõeliseks kujutiseks.

2) Kui viime valguspunkti mööda peegli telge peeglist järjest kaugemale, siis valemi (2) esimene liige järjest väheneb ning a piiramatul kasvamisel läheneb nullile. Et sel korral kiired langevad nõguspeeglile paralleelselt peegli teljega (lõpmata kaugel asuv valgusallikas), siis saame valemist (2)

$$0+\frac{1}{k}=\frac{2}{r},$$

millest

$$k=\frac{r}{2}.$$

Tähendab, peegli teljega paralleelselt langevad kiired koonduvad pärast peegeldumist nõguspeeglilt ühte punkti peateljel, mida nimetatakse fookuseks ehk tulipunktiks ja mis asub peeglist poole raadiuse kaugusel. Fookuse kaugust peeglist tähistatakse harilikult tähega f.

Järelikult

$$f=\frac{r}{2}$$

$$\frac{1}{f}=\frac{2}{r}$$

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Viimasel kujul on nõguspeegli valemit hõlpus meeles pidada.

3) Kui asetame valguspunkti kõverustsentrisse, siis $a=r$, ning valemist (2) saame:

$\frac{1}{r}+\frac{1}{k}=\frac{2}{r}$, millest $k=r$, s. o.

kõverustsentrist väljuvad kiired koonduvad pärast peegeldumist jälle kõverustsentrisse.

4) Nõguspeegli valemist $\frac{1}{a}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f}$ nähtub, et valguspunkti ja ta kujutise asendid on vastastikku ümberasetatavad

$$\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{k}=\frac{1}{k}+\frac{1}{a}\right).$$

Seega asetades valguspunkti ta kujutise kohale (punkti K), saame kujutise seal, kus oli enne valguspunkt (punktis A). See on peegeldumisel kehtiva kiirte käigu ümberpööratavuse otsene järeldus.

5) Lahendades nõguspeegli valemi $\frac{1}{a}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f}$ võrrandina k suhtes, saame

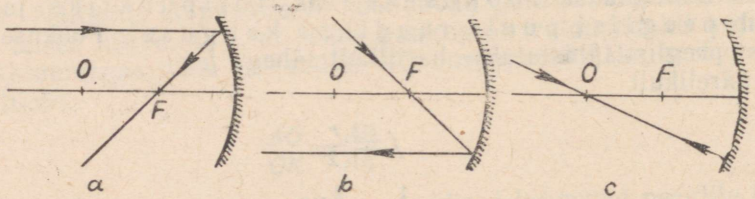
$$k=\frac{af}{a-f}.$$

Sellest valemist nähtub, et k on positiivne, kui $a>f$, s. o. valguspunkt asub peeglist kaugemal kui fookus. On aga $a<f$, s. o. valguspunkt asub peegli ja fookuse vahel, siis $a-f<0$ ja k on negatiivne. Tähendab, viimasel juhul me ei saa kujutist peegli ees, vaid tekib ebakujutis peegli taga.

Kokkuvõttes tuleb meeles pidada järgmist.

1) Peegli teljega paralleelselt langev kiir pärast peegeldumist nõguspeeglilt läheb läbi fookuse (joon. 267, a).

2) Läbi fookuse minev kiir pärast peegeldumist nõguspeeglilt läheb paralleelselt peegli teljega (joon. 267, b).



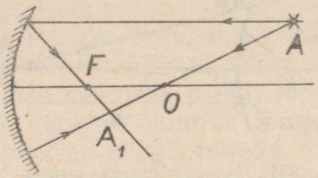
Joon. 267. Kiire peegeldumisjuhud nõguspeeglilt.

3) Läbi tsentri minev kiir pärast peegeldumist nõguspeeglilt läheb jälle läbi tsentri (joon. 267, c).

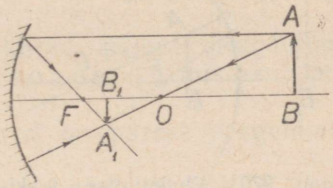
157. Kujutise konstrueerimine nõguspeeglis. Eespool nägime, et peegli teljel võetud valguspunkt annab pärast peegeldumist nõguspeeglilt kujutise, mis on samuti teljel. Olgu meil nüüd võetud valguspunkt väljaspool telge. Tõmmates läbi selle valguspunkti (A) ja kõverustsentri (O) sirge AO, saame nn. abitelje (joon. 268), mis oma geomeetriliste ja optiliste omaduste poolest ei erine teljest (ka abitelg on peegelpinnaga risti). Järelikult kõik arutlused peegli teljel võetud valguspunkti suhtes on kehtivad ka abiteljel võetud punkti suhtes, s. o. ka abi-

teljel võetud valguspunkt annab pärast peegeldumist nõguspeeglilt kujutise, mis asub abiteljel. Seega sfäärilisel peeglil puudub kindel optiline telg.

Kui iga valguspunkt pärast temast väljunud kiirte peegeldumist nõguspeeglilt annab punktitaolise kujutise, siis peab ka iga ese andma kujutise, sest valgustatud eset võime vaadelda koosnevana üksikuist valguspunktidest. Vaatame nüüd, kuidas leida mõne eseme, näiteks noole AB kujutist pärast peegeldumist nõguspeeglilt (joon. 269). Lihtsuse mõttes kasutame esemena ühel pool telge asetsevat noolt, sest teisel pool telge olevate punktide kujutiste konstrueerimine toimub samalaadselt (kujutiste saamise selguse mõttes on joonisel kasutatud võrdlemisi suure ruuminurgaga peegleid).



Joon. 268. Peegli abiteljel asetseva valguspunkti kujutis.



Joon. 269. Tõelise kujutise saamine nõguspeegli abil.

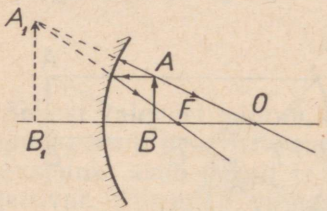
Et mingist valguspunktist väljuvad kiired pärast peegeldumist koonduvad ühte punkti, siis selle punkti leidmiseks on piisav, kui leiame kahe valguspunktist väljuva kiire lõikepunkti. Meil aga on võimalus kasutada koguni kolme kiire suunda pärast peegeldumist (vt. § 156), nimelt: paralleelselt teljega, läbi fookuse ja läbi kõverustsentri minev kiir. Seal, kus lõikuvad kaks neist kiirtest, lõikuvad pärast peegeldumist ka kõik teised antud valguspunktist väljuvad kiired. Joonisel 269 on kasutatud peateljega paralleelset ja läbi tsentri minevat kiirt. Sel teel esemest AB saadud kujutis A_1B_1 on tõeline, sest kiired tõepoolest lõikuvad kujutise kohal, mida on lihtne kontrollida ekraani abil. See kujutis on võrreldes eseme endaga ümberpööratud ning antud juhul vähendatud. Samalaadseid kujutisi (tõelisi, ümberpööratud, vähendatud) saame alati, kui eseme kaugus peeglist on suurem kõverusraadiusest. Kõik need kujutised asuvad fookuse (F) ja kõverustsentri (O) vahel.

Kiirte käigu ümberpööratavuse põhjal pole joonist kasutades raske näha, et juhul, kui ese asub fookuse ja kõverustsentri vahel, on kujutised tõelised, ümberpööratud ning suurendatud ja nad asetsevad väljaspool kõverustsentrit.

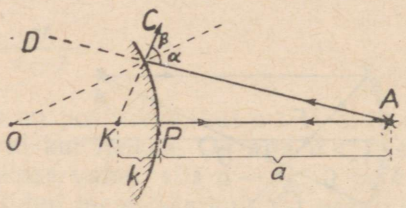
Samalaadset konstrueerimisviisi rakendades juhul, kui ese asub peegli ja fookuse vahel, näeme, et kiired pärast peegeldumist

peegli ees ei lõiku, küll aga lõikuvad nende pikendused peegli taga. Sel juhul saame antud esemest e b a k u j u t i s e, mis on alati päripidine ning suurendatud (joon. 270).

158. Kumerpeegel. Kumerpeeglis on peegelpinnaks kera välispinna osa. Asugu sellise peegli teljel valguspunkt A. Sellest peegli telje AO sihis langev kiir AP kui kerapinnaga risti olev peegeldub tagasi samas sihis. Mõne teise kiire AC peegeldu-



Joon. 270. Ebakujutise tekkimine nõguspeeglis.



Joon. 271. Peegeldumine kumerpeeglilt.

missihi leidmiseks konstrueerime vastavad langemis- ja peegeldumisnurgad α ja β. Näeme, et need kaks kiirt AP ja AC peale peegeldumist peegli ees ei lõiku, sest nad on hajuvad kiired. Küll aga lõikuvad nende pikendused peegli taga punktis K. Samast punktist K näivad väljuvat pärast peegeldumist ka kõik teised punktist A kumerpeeglile langevad kiired. Pikendades AC sihti peegli taha (CD), näeme, et raadius OC on $\triangle ACK$ suhtes välisnurga KCD poolitaja, järelikult:

$$\frac{AB}{OK} = \frac{AC}{CK} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Kasutades nõguspeegli puhul tarvitatud tähistusi, saame väikese r u u m i n u r g a g a p e e g l i t e p u h u l:

$AC \approx AP = a$ (valguspunkti kaugus peeglist)

$CK \approx KP = k$ (valguspunkti kujutise kaugus peeglist).

$AO = AP + PO = a + r$ ja

$OK = OP - PK = r - k$, kus r on peegli kõverusraadius.

Asendades saame valemist (1):

$$\frac{a+r}{r-k} = \frac{a}{k}, \text{ millest}$$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{-k} = \frac{2}{-r}, \text{ ehk kui } \frac{r}{2} = f, \text{ siis}$$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{-k} = \frac{1}{-f} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Kumerpeegli valem (2) on sama kujuga kui nõguspeegli valem, ainult k ja f on vastasmärgiga, miinusega. See on ka loomulik,

sest me ei mõõda neid suurusi peegelpinnast ette-, vaid tahapoole, just vastassuunas, võrreldes nõguspeegliga.

Et kumerpeegli valem sarnaneb täielikult nõguspeegli valemiga, siis kõik nõguspeegli suhtes kasutatud mõttekäigud on rakendatavad ka kumerpeegli kohta. Sel teel jõuame järgmistele tulemustele.

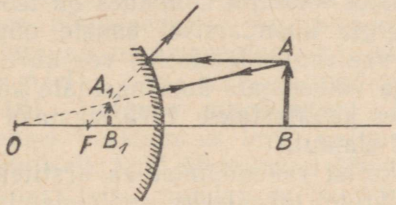
1) Kõik peegli teljel asuvast valguspunktist (A) väljuvad kiired pärast peegeldumist *näivad* väljuvat ühest punktist (K), mis asub peegli taga ja on selle valguspunkti *ebakujutiseks*.

2) Kõverustsentri suunas langevad kiired peegelduvad tagasi langemissihis.

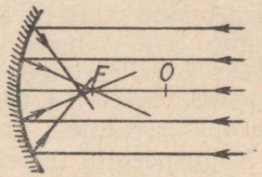
3) Peegli teljega paralleelsed kiired pärast peegeldumist kumerpeeglilt näivad väljuvat *ebafookusest*, mis asub poole raadiuse kaugusel peegli taga.

4) Fookuse suunas langevad kiired on pärast peegeldumist paralleelsed peegli teljega.

5) Kumerpeegel annab esemetest *päripidised vähendatud ebakujutised* (joon. 272).



Joon. 272. Kujutise saamine kumerpeeglis.



Joon. 273. Peegli ääre lähedased peegli teljega paralleelsed kiired ei koondu fookuses.

159. Sfääriline aberratsioon. Nii nõgus- kui ka kumerpeegli valemi tuletamisel eeldasime, et peegli ruuminurk on väike, s. t. kasutame ainult peegli telje lähedasi ehk nn. *tsentraalkiiri*. Ainult sel juhul annab valguspunkt pärast temast väljunud kiirte peegeldumist punktitaolise kujutise. Tegelikult ei saa sellest nõudest alati kinni pidada, sest väga väikese peegli puhul on ka peegeldunud valgushulk väike. Seetõttu tuleb suuremate ruuminurkadega peeglite puhul arvestada, et valguspunkti kujutis pole täpselt punktitaoline, vaid on väike laik, sest *peegli äärtele langevad kiired koonduvad peeglile lähemale kui tsentraalkiired* (joon. 273). Seepärast pole ka esemete kujutised päris teravad. Nähtust, kus peegli äärtele langevad kiired ei koondu samas punktis kui tsentraalkiired, nimetatakse *sfääriliseks aberratsiooniks*.

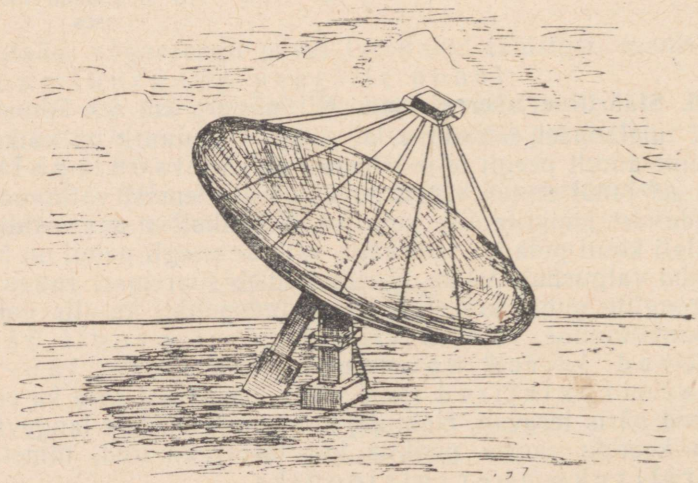
Sfääriline aberratsioon teeb palju tüli sfääriliste peeglite

rakendamisel põhinevate optiliste riistade kasutamisel. Selle vältimiseks kasutatakse kerapinnast erineva kujuga peegleid, näiteks paraboloid- või hüperboloidpeegleid. Nende puhul saab sfäärilist aberratsiooni tunduvalt vähendada. Sfääriliste peeglite kasutamisel kaetakse peegli äärtele langevad kiired eriliste valgustõkete abil kinni, võimaldades tõkkes oleva ava kaudu ainult tsentraalkiirte langemist peeglile (diafragmeerimine).

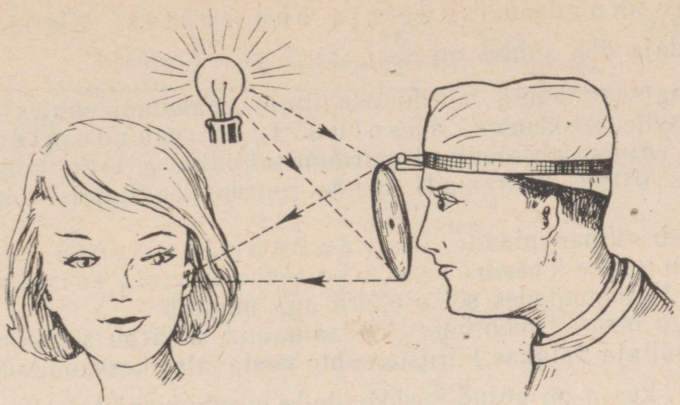
160. Nõguspeeglite rakendusi. Nõguspeeglid (sfäärilised, paraboolsed, silindrilised) leiavad tänapäeval üsna laialdast rakendamist. Näiteks kasutatakse neid helgiheitjate ehk prožektorite juures. Paigutades helgiheitjas intensiivse valgusallika (kaarleek, hõõglamp) nõguspeegli fookusesse, saame paralleelsete kiirte kimbu, mida helgiheitja pööramisega saab suunata valgustamist vajavale objektile. Helgiheitjaid kasutatakse sõjaasjanduses, tuletornides, lava valgustamisel teatrites jne. Ka autolaternad on sisuliselt väikesed helgiheitjad. Helgiheitjate teooria väljatöötamisel ja nende täiustamisel praktikas on suuri teeneid vene õpetlasel V. N. Tšikolevil. Nõguspeegleid kasutatakse ka mõningate teleskoopide ehitamisel (reflektorid).

Nõukogude Liidu päikeserikastes lõunapiirkondades on teostatud edukaid katseid päikeseenergia koondamisel suurte nõguspeeglite abil elamute keskkütte vee soojendamiseks, vee aurustamiseks destilleerimisseadmetes ja väiksemate aurumasinate käivitamiseks. Ameerika Ühendriikides kavatsetakse 1975. aastaks üle viia «päikeseküttele» 13 miljonit elamut.

Nõguspeeglid leiavad mitmekesist rakendamist ka arstiteaduses. Inimese keha pindmiste kihtide lokaalseks soojendamiseks kasutatakse mõningail juhtumeil nn. sollukslampe, kus



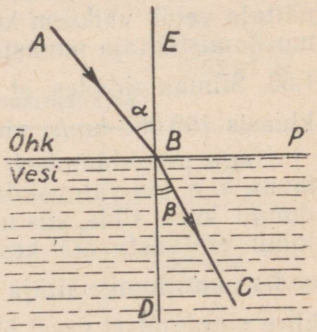
Joon. 274. Päikeseenergia kasutamisel põhinev soojendusseade.



Joon. 275. Otsmikupeegli kasutamine.

võimsa hõõglambi kiirgus koondatakse nõguspeegli abil soojendamist vajavale alale. Suuõõne, kõrva ja kõri valgustamiseks kasutatakse nõguspeegleid nn. *otsmikupeeglitena*. Silmaarstid kasutavad nõguspeegleid *oftalmoskoopides* silma põhja valgustamiseks.

161. Valguse murdumine. Homogeenses keskkonnas levib valgus sirgjooneliselt, kuid üleminekul ühest keskkonnast teise muudab ta *keskkondade lahutuspinnal* oma levimissuunda ehk murdub (joon. 276). Katsed näitavad, et valguskiirte murdumisel kehtivad järgmised seadused.



Joon. 276. Valguskiire murdumine.

1) *Langev kiir* (*AB*), *murdunud kiir* (*BC*) ja *keskkondade lahutuspinnale langemispunktis* (*B*) *tõmmatud normaal* (*DE*) *on samas tasandis*.

2) *Langemisnurga* (α) *ja murdumisnurga* (β) *siinuste suhe on kahe antud keskkonna jaoks konstantne suurus, mida nimetatakse nende keskkondade suhteliseks murdumisnäitajaks* (*n*).

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n = \text{konst.}$$

Näiteks valguskiire langemisel õhust vette on langemisnurk alati suurem kui murdumisnurk, kuid nende nurkade siinuste suhe on igasuguste nurkade paaride jaoks $n = \frac{4}{3}$. See konstant $n = \frac{4}{3}$

on vee murdumisnäitaja õhu suhtes. Klaasi murdumisnäitaja õhu suhtes on $\frac{3}{2}$.

Mingi keskkonna murdumisnäitajat vaakuumi suhtes nimetatakse selle keskkonna absoluutseks murdumisnäitajaks. Ainete absoluutsed murdumisnäitajad ei erine kuigi palju (umbes 0,03% suuremad) nende murdumisnäitajaist õhu suhtes.

Tuleb silmas pidada, et vaakuumis levib valgus ühesuguse kiirusega, olenemata oma lainepikkusest. Keskkondades see olukord aga muutub.

Nagu otsesed mõõtmised on näidanud, määrab suhteline murdumisnäitaja valguse kiiruste suhte vastavates keskkondades, s. t. $n = \frac{v_1}{v_2}$, kus n on antud keskkondade murdumisnäitaja, v_1 — valguse kiirus ühes ja v_2 — teises keskkonnas. Läbipaistvates keskkondades sõltub valguse kiirus lainepikkusest. Seda tõendab murdumise puhul valge valguse dispersioon (lad. k. *dispersus* — hajutatud, laialipaisatud), s. o. valguse lahutamine üksikuteks värvusteks, mis põhjustab spektri tekkimise, kusjuures kõige vähem murduvad punased kiired ja kõige enam violetsed. Vastavalt sellele on punase valguse murdumisnäitaja veidi väiksem kui violetsel. Nii näiteks on kroonklaasi[1] murdumisnäitaja punaste kiirte jaoks 1,51 ja violetsete kiirte jaoks 1,53. Silmas pidades, et $n = \frac{v_1}{v_2}$, on punase valguse kiirus kroonklaasis 199 000 km/s, violetsel valgusel aga 196 000 km/s.

Nagu peegeldumisel, kehtib ka murdumisel kiirte käigu pööratavus, s. o. kui valguskiir langeb keskkondade lahutuspinnale murdunud kiire sihis, siis murdub ta endise langeva kiire sihis. Sel juhul on vastavate keskkondade suhteliseks murdumisnäitajaks endise murdumisnäitaja (n) pöördväärtus $\frac{1}{n}$. Järelikult valguskiire murdumisel veest õhku on õhu murdumisnäitajaks vee suhtes $\frac{3}{4}$, klaasist õhku murdumise puhul aga $\frac{2}{3}$.

Mida suurem on aine murdumisnäitaja, seda tugevamini murduvad valguskiired temas ja seda optiliselt tihedam on see keskkond. Nii on vesi optiliselt tihedam kui õhk ja klaas omakorda optiliselt tihedam kui vesi.

Mingi aine optilist tihedust ei tohi ära segada selle aine tihedusega. Näiteks on piiritus optiliselt tihedam kui vesi, kuid aine tihedus on tal väiksem kui veel.

Tabelis nr. 8 on esitatud mõningate ainete murdumisnäitajad õhu suhtes (Na D-joone jaoks; vt. § 209).

---

[1] Kroonklaas on optiline klaas, millel on suhteliselt väike murdumisnäitaja (1,52—1,63) ja väike dispersioonivõime.

Tabel 8

Mõningate ainete murdumisnäitajad õhu suhtes.

Aine	n	Aine	n
Flintklaas	1,74	Etüülalkohol	1,36
Jää	1,31	Etüüleeter	1,35
Kivisool	1,54	Glütseriin	1,47
Kroonklaas	1,55	Kanada palsam	1,53
Kvarts	1,54	Kloroform	1,45
Maarjas	1,46	Monobroomnaftaliin	1,66
Rubiin	1,76	Nelgiõli	1,53
Suhkur	1,56	Oliivõli	1,46
Teemant	2,42	Parafiinõli	1,44
Topaas	1,63	Seedriõli	1,52
Vilgukivi	1,56—1,60	Tärpentiin	1,47
Aniliin	1,59	Vesi	1,33
Bensool	1,50	Väävelhape	1,43
		Väävelsüsinik	1,63

Gaaside murdumisnäitajad erinevad väga vähe 1-st. Tabelis nr. 9 on toodud mõningate gaaside absoluutsed murdumisnäitajad (Na D-joone jaoks).

Tabel 9

Mõningate gaaside absoluutsed murdumisnäitajad.

Gaas	n	Gaas	n
Argoon	1,0002837	Neoon	1,0000671
Hapnik	1,000272	Vesinik	1,0001384
Heelium	1,0000350	Õhk	1,0002918
Kloor	1,000768		
Krüptoon	1,0004273		
Ksenoon	1,000702		
Lämmastik	1,000297		

162. Täielik sisepeegeldumine. Kui valguskiir läheb optiliselt hõredamast keskkonnast optiliselt tihedamasse, näiteks õhust klaasi, siis on murdumisnurk alati väiksem kui langemisnurk ja me võime igale langemisnurgale leida vastava murdumisnurga. Kõige suuremale langemisnurgale $\alpha_{max} = 90°$ vastab muidugi ka kõige suurem murdumisnurk β_{max}. Leiame selle väärtuse.

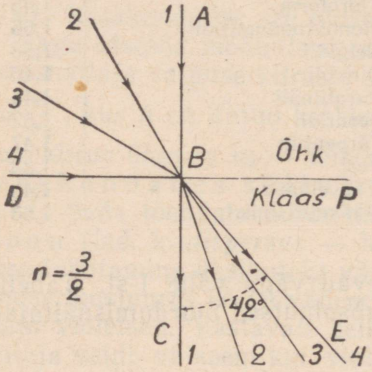
Murdumisseaduste põhjal $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$, järelikult

$$\sin \beta_{max} = \frac{\sin \alpha_{max}}{n} = \frac{\sin 90°}{n} = \frac{1}{n}.$$

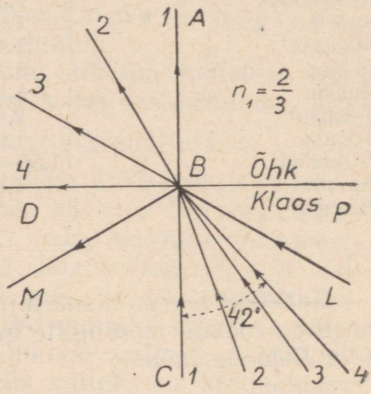
Klaasi murdumisnäitaja õhu suhtes $n = \frac{3}{2}$, järelikult

$$\frac{1}{n} = \frac{2}{3} = 0{,}667, \text{ millest } \beta_{max} = 42°.$$

Tähendab, kõik *AB* ja *DB* vahel langevad kiired (joon. 277) peavad peale murdumist mahtuma nurka $CBE = 42°$. Väljapoole seda ruumi, s. o. nurka *EBP*, ei tungi ühtegi murdunud kiirt.



Joon. 277. Valguskiirte murdumine õhust klaasi.



Joon. 278. Valguskiirte murdumine klaasist õhku.

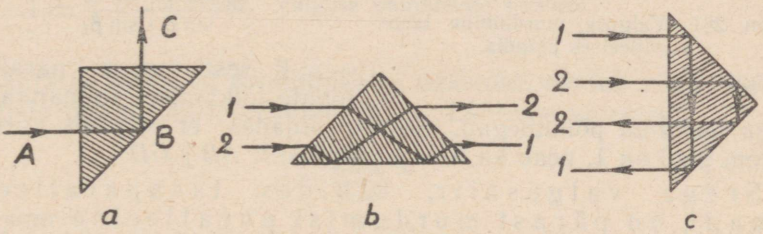
Toetudes kiirte käigu ümberpööratavusele, võtame nüüd endised murdunud kiirte sihid langevate kiirte sihtideks (joon. 278). Et sel juhul kiired lähevad optiliselt tihedamast keskkonnast (klaasist) optiliselt hõredamasse keskkonda, siis on murdumisnurgad suuremad kui langemisnurgad. Kõige suuremaks murdumisnurgaks õhus võib olla 90°. Nagu nägime, vastab klaasis sellele langemisnurk 42°. Kui langemisnurk klaasis on suurem kui 42° (kiir *LB*), siis murdumisseaduste kohaselt ei leia me enam talle vastavat murdumisnurka (murdumisnurga siinus ei saa olla suurem kui 1), järelikult ei saa see kiir ka murduda. Katsete abil veendume, et kiired, mille langemisnurk klaasist õhku minnes on suurem kui 42°, peegelduvad klaasi ja õhu lahutuspinnalt ning pöörduvad endisse keskkonda — klaasi — tagasi. Kirjeldatud nähtust nimetatakse valguse täielikuks sisepeegeldumiseks. Sõna «täielik» rõhutab, et antud juhul peegelduvad kõik lahutuspinnale langevad kiired. Tavalisel peegeldumisel osa keskkondade lahutuspinnale langevaist kiirtest peegeldub, osa aga murdub tihedamasse keskkonda.

Samalaadne täieliku sisepeegeldumise nähtus esineb ka kõigi teiste ainete puhul, kui valguskiir kulgeb optiliselt tihedamast keskkonnast optiliselt hõredamasse ja langemisnurk seejuures

ületab teatud kindla nurga suuruse, mis on iseloomulik antud ainele.

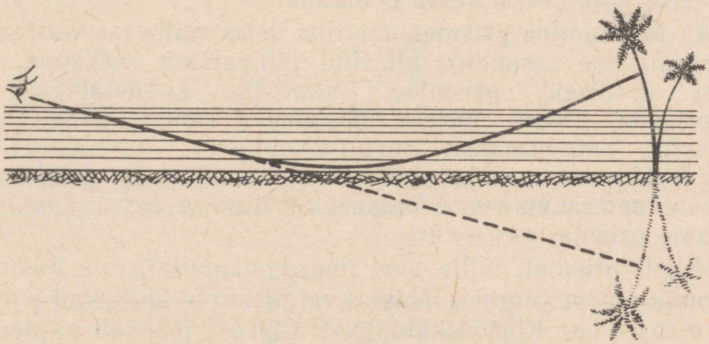
Langemisnurka, millele vastab murdumisnurk 90°, nimetatakse täieliku sisepeegeldumise piirdenurgaks. Viimase siinus võrdub antud ainetepaari suhtelise murdumisnäitaja pöördväärtusega. Seega suhtelise murdumisnäitaja kasvades kahaneb täieliku sisepeegeldumise piirdenurk. Nii näiteks on täieliku sisepeegeldumise piirdenurk vee puhul 48° ja teemandi puhul 23° (ülemineku vastavast ainest õhku).

Täieliku sisepeegeldumise nähtust kasutatakse mitmesuguste optiliste riistade ehitamisel, kui on vaja võimalikult väikeste valgusenergia kadudega muuta valguskiirte sihti. Joonisel 279 on näha, kuidas rõhtkiir *AB* pärast täielikku sisepeegeldumist muutub püstkiireks *BC*(a), kuidas kulgevad paralleelsed kiired pärast täielikku sisepeegeldumist ja kahekordset murdumist (b) ning pärast kahekordset sisepeegeldumist (c).



Joon. 279. Kiirte suuna muutumine täielikul sisepeegeldumisel täisnurkses klaasprismas.

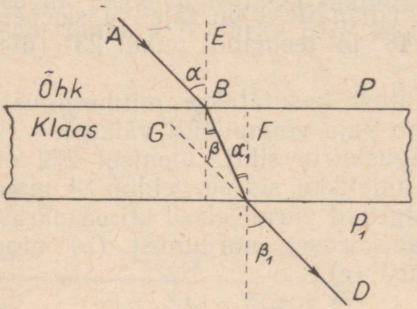
Täieliku sisepeegeldumisega on seletatavad mitmesugused peegeldumisnähtused õhus, näiteks miraaž ehk fatamorgaana. Suure kuumuse tõttu (kõrbes) võivad õhu maalähedased kihid olla väiksema tihedusega kui kõrgemad. Seetõttu tekib õhu täielik sise-



Joon. 280. Miraaž.

peegeldumine ja me näeme näiteks kõrgete esemete (puude) peegelpilte maapinna suhtes (joon. 280).

163. Murdumine tasaparalleelses plaadis. Paralleelsete tasanditega piiratud läbipaistvat keha nimetatakse optikas t a s a p a r a l l e e l s e k s p l a a d i k s (joon. 281). Juhime valguskiire kaldu plaadi ühe pinnaga. Tähistame vastavad langemis- ja murdumisnurgad (α ja β; α_1 ja β_1).



Joon. 281. Valguse murdumine tasaparalleelses plaadis.

Rakendades murdumisseadust, võime kirjutada, et

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n; \quad \frac{\sin\alpha_1}{\sin\beta_1} = \frac{1}{n}.$$

Korrutades antud võrduste vastavaid pooli, saame

$$\frac{\sin\alpha \cdot \sin\alpha_1}{\sin\beta \cdot \sin\beta_1} = 1.$$

$\alpha_1 = \beta$, sest nad on paralleeljoonte lõikamisel kolmanda sirgega tekkinud põiknurgad. Silmas pidades, et saadud võrduse parem pool on 1, peab ka $\alpha = \beta_1$, järelikult $AB \parallel GD$.

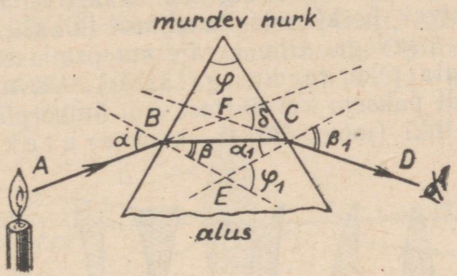
S e e g a v a l g u s k i i r, l ä b i d e s t a s a p a r a l l e e l s e p l a a d i, o n p ä r a s t m u r d u m i s t p a r a l l e e l n e oma esialgse s i h i g a, o l l e s s e l l e s t v a i d k õ r v a l e n i h k u n u d.

Nihe on seda suurem, mida paksem on plaat, mida suurem on plaadi murdumisnäitaja ning mida enam kaldu langeb plaadile kiir. Risti tasaparalleelsele plaadile langevad kiired ei muuda oma sihti ega nihku kõrvale. Need järeldused kehtivad ka mitmest tasaparalleelsest plaadist koosneva liitplaadi kohta. Õhukesest plaadist läbiminemisel osutub kiirte nihkumine niivõrd väikeseks, et me praktiliselt ei pruugi seda arvestada ja võime väita, et õhuke tasaparalleelne plaat kiirte käiku ei muuda.

164. Murdumine prismas. Optilist keha, mille moodustab kahe mitteparalleelse tasandiga piiratud läbipaistev keskkond, nimetatakse optiliseks prismaks. Vaatleme kolmetahulist optilist prismat (joon. 282). Tasandeid, mida läbib murduv valguskiir, nimetatakse m u r d v a t e k s t a s a n d i t e k s, nende lõikejoont — m u r d v a k s s e r v a k s ja nendevahelist nurka — m u r d v a k s n u r g a k s. Murdva serva vastaspinda nimetame prisma a l u s e k s.

Optilist prismat, mille aine murdumisnäitaja on ümbritseva keskkonna omast suurem, läbivad valguskiired kalduvad p r i s m a a l u s e p o o l e. Kõrvalekaldumise suurust mõõdab kaldenurk δ prismale langeva (AB) ja prismast väljuva kiire (CD) suuna vahel.

Kaldenurga (δ) suurus sõltub prisma murdvast nurgast (φ), prisma aine murdumisnäitajast (n) ja kiirte langemisnurgast prismale (α). Kalle δ on minimaalne, kui valguskiir läbib prismat sümmeetriliselt ($\alpha = \beta_1$), s. t. kui kiired AB ja CD moodustavad prisma murdvate tasanditega võrdsed nurgad.



Joon. 282. Valguse murdumine prismas.

Määrates katsetest δ minimaalse väärtuse, osutub võimalikuks arvutada prisma murdumisnäitajat n. Lähtume valemist

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}.$$

Et $\alpha = \beta_1$, siis ka $\beta = \alpha_1$, ning kolmnurga välisnurga omaduste põhjal $\varphi_1 = \beta + \alpha_1 = 2\beta$, millest $\beta = \frac{\varphi_1}{2} = \frac{\varphi}{2}$ kui vastastikku risthaaradega nurgad. Kolmnurgas BCF on nurk δ välisnurk ja seega $\delta = \widehat{FBC} + \widehat{BCF}$. Et $\widehat{FBC} = \alpha - \beta$ ja $\widehat{BCF} = \beta_1 - \alpha_1$, siis $\delta = (\alpha - \beta) + (\beta_1 - \alpha_1) = 2(\alpha - \beta)$. Siit $2\alpha = \delta + 2\beta = \delta + 2\,\frac{\varphi}{2} = \delta + \varphi$.

$$\alpha = \frac{\delta + \varphi}{2}$$

$$\text{ja } n = \frac{\sin \frac{\delta + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}.$$

Kui prisma murdev nurk φ on väike, siis on väike ka δ ja me võime asendada siinused nende nurkväärtustega radiaanides. Sel juhul

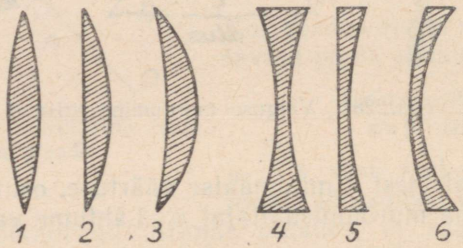
$$n \approx \frac{\frac{\delta + \varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}} = \frac{\delta + \varphi}{\varphi} = \frac{\delta}{\varphi} + 1,$$

kust: $\frac{\delta}{\varphi} \approx n - 1$

ja $\delta \approx (n - 1)\varphi$,

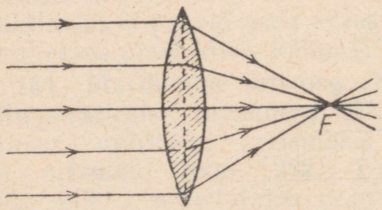
s. o. väikese murdva nurga φ puhul on valguskiire kaldenurk prismas (δ) võrdeline murdva nurgaga.

165. Sfääriliste läätsede liigitus. Sfäärilise läätse all mõistetakse läbipaistvat keskkonda, harilikult klaasi, mis on piiratud kerapinna osadega. Ühe kerapinna osa asemel võib olla ka tasand (lõpmata pika raadiusega sfäär). Vastavalt sellele, kas lääts on keskelt paksem kui äärtest, või ümberpöördult, jagatakse läätsed kahte liiki (joon. 283) — kumerateks (kaksik-, tasa-

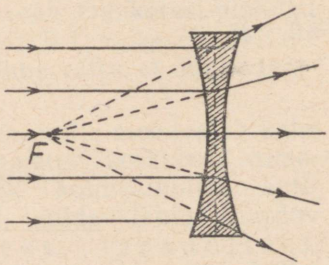


Joon. 283. Sfäärilised läätsed.

ja nõguskumer) ning nõgusateks (kaksik-, tasa- ja kumernõgus). Kumerläätsed koondavad (joon. 284), nõguslääts aga hajutavad neid läbinud valguskiiri (joon. 285). Kuivõrd järsult toimub kiirte koondumine või hajumine, see sõltub läätse aine murdumisnäitajast ja sfääriliste pindade kõverusraadiusest.



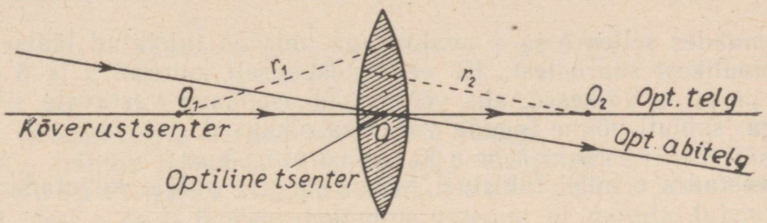
Joon. 284. Kumerlääts koondab kiiri.



Joon. 285. Nõguslääts hajutab kiiri.

166. Läätse optiline telg, abitelg ja tsenter. Fookus. Sirget, mis läbib läätse pindade kõveruste sentreid (O_1 ja O_2), nimetatakse läätse optiliseks teljeks (joon. 286). Loomulikult on optiline telg

risti läätse pindadega ja seetõttu optilist telge mööda läätsele langevad kiired läbivad läätse ilma oma sihti muutmata. Sümmeetrilise läätse keskkohas asub eriline punkt, mida nimetatakse läätse optiliseks tsentriks (O), mille suunas langevad kiired läbivad läätse ilma oma sihti muutmata. Tõepoolest, läätsed on harilikult õhukesed ja kiired ei lange kaugele optilisest teljest. Et läätse keskosa võime vaadelda kui tasaparalleelset plaati, siis läbivad kiired selle enam-vähem ilma oma sihti muutmata. Optilist tsentrit läbivat sirget nimetatakse optiliseks abiteljeks.



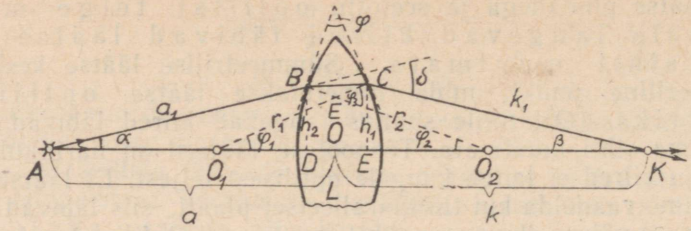
Joon. 286. Läätse iseloomustavad punktid ja jooned.

Pärast murdumist kumerläätses koonduvad optilise teljega paralleelsed kiired ühte punkti (joon. 284), mida nimetatakse fookuseks ehk tulipunktiks. Nõguslääts e puhul (joon. 285) näivad optilise teljega paralleelsed kiired pärast murdumist väljuvat ühest punktist, mida nimetatakse ebafookuseks ehk ebatulipunktiks. Toetudes kiirte käigu pööratavusele, võime väita, et kumerläätse fookusest väljuvad kiired pärast murdumist kumerläätses lähevad paralleelselt optilise teljega. Samuti lähevad paralleelselt optilise teljega pärast murdumist nõguslääts e fookusse suunduvad kiired. Seega on meil nii kumer- kui ka nõguslääts e puhul teada kolme kiire siht peale murdumist: optilise abitelje sihis, paralleelselt optilise teljega ja läbi fookuse minev kiir. Neid kiiri kasutame kujutise konstrueerimisel läätsede juures samuti, nagu seda tegime sfääriliste peeglite puhul.

167. Läätse valem. Joonisel 287 on kujutatud läbilõikes kumerlääts L optilise teljega O_1O_2, kõverusraadiustega r_1 ja r_2 ning murdumisnäitajaga n. Joonise selguse mõttes on läätse paksust tublisti suurendatud. Järgnev mõttekäik on kehtiv ainult väikese ruuminurgaga läätsede optilise telje lähedaste, nn. tsentraalsete kiirte kohta.

Sel puhul võime rakendada §-s 161 tuletatud valemit

$$\delta = (n - 1)\varphi, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$



Joon. 287. Kumerläätse valemi tuletamine.

asendades selles δ ja φ avaldistega, mis on tuletatud läätse iseloomulikest suurustest. Et eeldustekohaselt nurgad α ja β ning φ_1 ja φ_2 on väikesed, siis võime nad asendada vastavate siinustega; samuti võime lugeda võrdseks pikkused:

$$h_1 = h_2 = h \text{ ja } a_1 = a \text{ ning } k_1 = k.$$

Arvestades eelmisi tähistusi, võime joonise põhjal kirjutada:

$$\delta = \alpha + \beta \approx \sin\alpha + \sin\beta = \frac{h_2}{a_1} + \frac{h_1}{k_1} \approx \frac{h}{a} + \frac{h}{k}$$

$\varphi_3 = \varphi$ kui risthaaradega teravnurgad, ning $\varphi_3 = \varphi_1 + \varphi_2$ kui $\triangle O_1EO_2$ välisnurk.

Seega $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \approx \sin\varphi_1 + \sin\varphi_2 = \frac{h_1}{r_1} + \frac{h_2}{r_2} \approx \frac{h}{r_1} + \frac{h}{r_2}$.

Asendades saadud δ ja φ väärtused valemis (1), saame:

$$\frac{h}{a} + \frac{h}{k} = (n-1)\left(\frac{h}{r_1} + \frac{h}{r_2}\right), \text{ millest}$$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{k} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Oletame, et valguspunkt A nihkub mööda optilist telge läätsest piiramatult kaugele, siis langevad kiired optilise teljega paralleelselt ja koonduvad fookuses, $a = \infty$. Sel korral $\frac{1}{a} = O$ ning valem (2) saab kuju

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right), \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

kus f on fookuskaugus. Asendades $(n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$ temaga võrdse suurusega, saame kumerläätse valemi kujul

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

mis on täiesti sarnane nõguspeegli valemiga.

Valemist (3) saame

$$f = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)}, \qquad (5)$$

s. o. fookuskaugus sõltub läätse murdumisnäitajast ja läätse piiravate kerapindade kõverusraadiustest.

Juhul, kui $n = 1{,}5$ (harilik klaas) ja $r_1 = r_2 = r$ (sümmeetriline kaksikkumer lääts), siis

$$f = \frac{1}{(1{,}5-1)\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{r}\right)} = \frac{1}{0{,}5 \cdot \frac{2}{r}} = r,$$

s. o. fookuskaugus võrdub kõverusraadiusega.

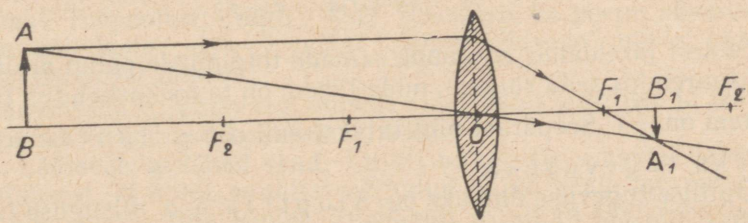
Ka nähtub samast valemist (5), et sümmeetrilise läätse fookuskaugused mõlemal pool läätse on võrdsed, sest r_1 ja r_2 ümbervahetamine valemis ei mõjuta tulemust.

Nõguslääts puhul, analoogiliselt kumerpeegliga, on k, r_1 ja r_2 märgid vastupidised, sest need suurused on mõõdetud kumerläätsega võrreldes vastassuunas. Järelikult

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{-k} = (n-1)\left(\frac{1}{-r_1}+\frac{1}{-r_2}\right), \text{ millest}$$

$$\frac{1}{a}-\frac{1}{k} = -\frac{1}{f} \qquad (6)$$

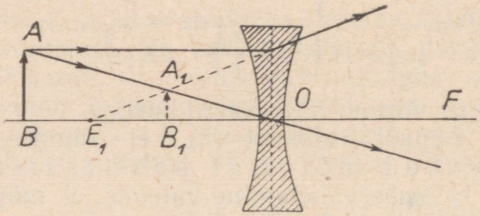
168. Kujutis läätses. Sfäärilised läätsed võimaldavad saada esemetest teravaid kujutisi. See on tingitud sellest, et eseme mõnest valgustatud punktist lähtuv hajuv kiirtekimp pärast murdumist õhukeses sfäärilises läätses annab enam-vähem punktitaolise kujutise. Teisiti öeldes: ühest kindlast punktist väljunud kiired koonduvad pärast murdumist õhukeses sfäärilises läätses ühte kindlasse punkti. Seega seal, kus lõikuvad 2 neist kiirtest, lõikuvad ka kõik teised. Sellel kiirte omadusel põhinebki kujutise konstrueerimine sfäärilistes läätsedes. Samuti nagu sfääriliste peeglite puhul, kasutame kujutise konstrueerimisel kahte neist kolmest kiirest, mille sihid pärast murdumist on teada.



Joon. 288. Kujutise konstrueerimine kumerläätses.

Näitena konstrueerime kujutise esemest, mis asub läätsest kaugemal kui kahekordne fookuskaugus, s. o. $a > 2f$ (joon. 288). Kasutame optilise teljega paralleelset kiirt ja läbi optilise tsentri minevat kiirt. Saadud kujutis on *tõeline, ümberpööratud* ning *vähendatud* ja asub fookuse ja selle kahekordse kauguse vahel.

Toetudes kiirte käigu ümberpööratavusele, võime väita, et juhul, kui ese asub ühe- ja kahekordse fookuskauguse vahel, on ta kujutis *tõeline, ümberpööratud* ning *suurendatud*.



Joon. 289. Kujutise konstrueerimine nõgusläätses.

Samal viisil konstrueerime kujutise ka nõgusläätses. Nõgusläätsede abil saadavad kujutised on alati *ebakujutised, päripidised* ning *vähendatud* (joon. 289).

Kujutise ja eseme pikkuste suhet nimetatakse *joonsuurenduseks*. Nii näiteks joonisel 288 leitud kujutise joonsuurendus on $s = \frac{A_1B_1}{AB}$. Kolmnurkade ABO ja A_1B_1O sarnasusest järgneb, et

$$s = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{k}{a}.$$

Silmas pidades, et $\frac{1}{a} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f}$, näeme, et $k = \frac{af}{a-f}$ ja

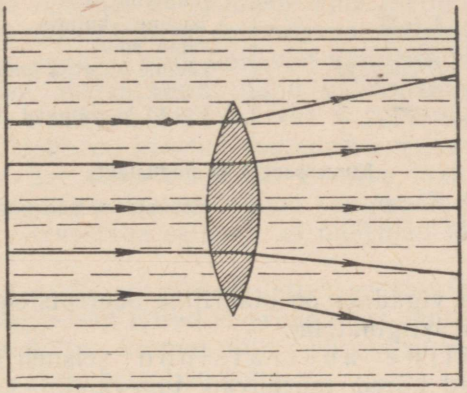
$$s = \frac{k}{a} = \frac{af}{(a-f)a} = \frac{f}{a-f}.$$

Sellest järeldame, et muude samade tingimuste puhul on läätse joonsuurendus seda suurem, mida lühem on ta fookuskaugus (mida suurem on $\frac{1}{f}$). Seepärast nimetatakse suurust $\frac{1}{f}$ *läätse optiliseks tugevuseks*.

Optilise tugevuse ühikuks on *dioptria*, s. o. niisuguse läätse optiline tugevus, mille fookuskaugus on 1 m. On näiteks läätse fookuskaugus 5 cm, s. o. 0,05 m, siis tema optiline tugevus on

$\frac{1}{0{,}05} = 20$ (dioptriat). Nõguslääatsede optiline tugevus on negatiivne, sest nende fookuskaugus loetakse negatiivseks.

Läätse omadusi ei määra ainult ta geomeetriline kuju. Olulist osa etendab ka läätse ümbritsev keskkond. Kui paigutada klaasist kumerlääts ($n = 1{,}5$) optiliselt tihedamasse keskkonda, näiteks monobroomnaftaliini ($n = 1{,}67$), siis seal osutub ta hajutavaks läätseks (joon. 290).



Joon. 290. Kumer klaaslääts monobroomnaftaliinis.

Lõpuks tuleb veel tähendada, et kiirte murdumine toimub iga läätse puhul mõlemal pinnal, kuid lihtsuse mõttes seda joonisel tavaliselt ei näidata, vaid piirdutakse ühekordse murdumise märkimisega (sümmeetriliste läätsede korral sümmeetriatasandil).

169. Sfääriliste peeglite ja läätsede võrdlus. Nõguspeegli ja kumerläätse ning kumerpeegli ja nõguslääatse valemid on oma kujult täiesti sarnased. Sisuliselt on samad ka neis esinevate suuruste (a; k; f) tähendused. Järelikult kõik saadud tulemused kujutiste ehitamise kohta nõgus- ja kumerpeeglis on vastavalt kehtivad ka kumer- ja nõguslääatsede kohta, kusjuures peegli kõverustsentrile (O) läätsede puhul vastab kahekordsel fookuskaugusel asuv punkt. Tõepoolest, peegli $r = 2f$, tähendab, ka peegli kõverustsentrile omaduste poolest vastav punkt läätsede juures peab olema $2f$ kaugusel läätsest.

Kokkuvõttena kujutiste ehitamisest sfäärilistes peeglites ja läätsedes toome järgmise tabeli (vt. lk. 252).

170. Läätsede optilised vead. Kujutiste konstrueerimisel lähtusime eeldusest, et ühest punktist väljunud kiired peale murdumist läätses koonduvad ühte punkti. Tegelikult esinevad läätsedel teatud vead, mistõttu punkti kujutis tegelikult on väike laiguke. Läät-

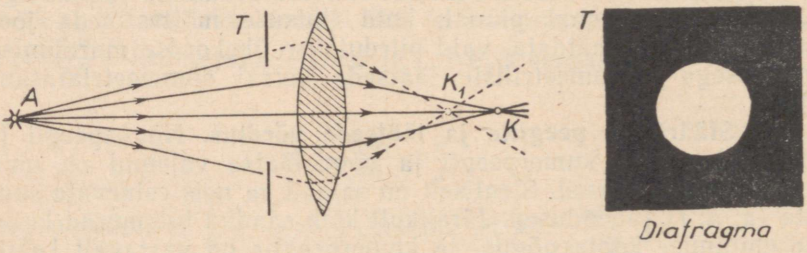
Tabel 10

Nõguspeeglis ja kumerläätses tekkivad kujutised

Eseme kaugus	Kujutise kaugus	Kujutise omadused
$O < a < f$	$k < O$ (negat.)	Ebakujutis, päripidine, suurendatud.
$a = f$	$k = \infty$	Kiired on paralleelsed, kujutist ei ole.
$f < a < 2f$	$k > 2f$	Tõeline kujutis, ümberpööratud, suurendatud.
$a = 2f$	$k = 2f$	Tõeline kujutis, ümberpööratud, niisama suur.
$a > 2f$	$f < k < 2f$	Tõeline kujutis, ümberpööratud, vähendatud.
$a = \infty$	$k = f$	Kiired koonduvad fookuses.
Kumerpeegel ja nõguslääts		
$a > O$	$k < O$	Ebakujutis, päripidine, vähendatud.

sede põhilisteks vigadeks on sfääriline aberratsioon, kromaatiline aberratsioon ja astigmatism.

1) Sfääriline aberratsioon seisneb selles, et läätse äärtele langevad kiired murduvad tugevamini kui tsentraalsed (joon. 291). Seetõttu muutub punkti kujutis tegelikult väikeseks laigukeseks ning kogu eseme kujutis kaotab teravuse. Sfäärilise aberratsiooni suurus sõltub läätse pindade kõverusest, mittesümmeetriliste läätsede puhul aga veel sellest, kumma küljega on



Joon. 291. Sfääriline aberratsioon.

lääts pööratud valgusallika poole. Näiteks kaksikkumer lääts kõverusraadiuste vahekorraga 1 : 6, mis on pööratud kumerama küljega paralleelsete kiirte poole, on sfäärilisest aberratsioonist peaaegu vaba. Võrdlemisi hea selles mõttes on ka tasakumer lääts.

Koondavate ja hajutavate läätsede aberratsioonid on teineteisele vastupidised. Seetõttu on võimalik läätsi vastavalt kombineerides saada süsteeme, kus sfääriline aberratsioon peaaegu puudub.

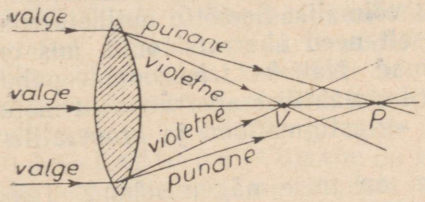
Kõige lihtsam viis sfäärilise aberratsiooni vähendamiseks seis-

neb läätsede diafragmeerimises (diafragmade kasutamine). Diafragma paigutatakse läätse ette nii, et see laseks läbi vaid tsentraalkiiri. Kujutis muutub seetõttu teravamaks, kuid kiirte osalise varjamise tõttu valgustatavuse mõttes — nõrgemaks.

2) Kromaatiline aberratsioon. Valge valguse koosseisu kuuluvad eri värvusega kiired murduvad prismades ja läätsedes erinevalt (vaata dispersioon). Kõige rohkem murduvad violetsed ja kõige vähem punased kiired. Seetõttu asub violetsete kiirte fookus läätsele lähemal kui punaste oma. Selle tulemusena isegi tsentraalkiired, mis väljuvad helendavast valgest valguspunktist, ei koondu ühes punktis, vaid annavad värvilise laigukese.

Kromaatilise aberratsiooni mõju vähendamiseks kasutatakse nn. akromaatilisi läätsi (vt. § 207). Kroonklaasist kaksikkumera läätsega on liidetud vastavalt arvestatud flintklaasist[1] hajutav lääts. See lääts pikendab esimese läätse fookuskaugust nii, et violetsete kiirte fookus nihkub kaugemale kui punaste oma. Läätsed võime arvestada selliselt, et mõlemad fookused langevad ühte.

Kirjeldatud juhul on viidud ühtivusse spektri äärmiste kiirte fookused. Vahepealsed kiired ei pruugi aga täpselt samas punktis koonduda, mistõttu kromaatiline aberratsioon jääb osaliselt püsima — nn. jääkaberratsioonina.



Joon. 292. Kromaatiline aberratsioon.



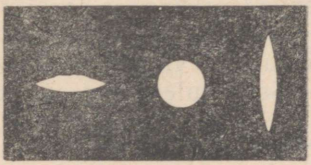
Joon. 293. Akromaatiline lääts.

Tavaliselt akromatiseeritakse läätsed nii, et jääkaberratsioon praktiliselt mõju ei avalda. Selleks viiakse ühtivusse visuaalseteks vaatlusteks kasutatavate optiliste vahendite puhul (pikksilm) punaste ja siniste kiirte fookused, fotografeerimiseks kasutatavate riistade puhul aga kollaste ja violetsete kiirte fookused.

Parimateks läätsedeks akromatismi mõttes on nn. apokromaadid — läätsede süsteemid, mille juures on ühtivusse viidud kolme kiirteliigi fookused ning kõrvaldatud sfääriline aberratsioon. Selliseid läätsede süsteeme kasutatakse näiteks heade mikroskoopide objektiividena.

[1] Flintklaas — suure seatinahapendisisaldusega raske optiline klaas. Murdumisnäitaja on tal suurem kui kroonklaasil (1,55—1,80); omab suure dispersioonivõime.

3) Astigmatism. Kui esemest tulevad kiired langevad läätsele optilise telje suhtes suure nurga all, siis valguspunkti kujutis ekraanil ei ole väike ümmargune laiguke, vaid kriipsuke (joon. 294). Muutes ekraani kaugust läätsest, võime saada valguspunkti kujutisena kriipsukese, mis on ristasendis esimese kriipsukese suhtes. Mõnes vahepealses asendis võime saada kujutisena võrdlemisi suure ümmarguse valguslaigu.



Joon. 294. Valguspunkti astigmaatilised kujutised.

Astigmatismi kõrvaldamiseks kasutatakse läätsede süsteeme, mis koosnevad kahest või enamast läätsest.

171. Läätsede süsteemid. Nii eelmises §-s kirjeldatud kui ka kõik teised läätsede vead on kõrvaldatavad või miinimumini viidavad üksikläätsede asemel kasutatavate läätsede süsteemide abil. Viimased koosnevad mitmest koondavast ja hajutavast läätsest, mis on valmistatud erinevatest klaasisortidest.

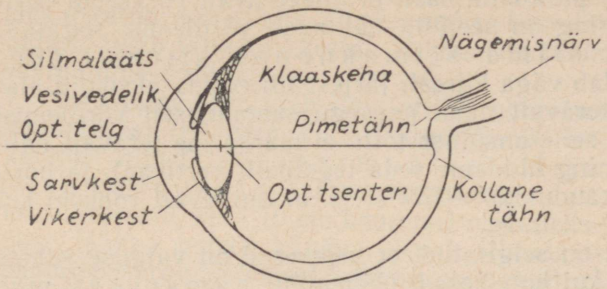
Näiteks hea mikroskoobi objektiiv kujutab endast keerulist optilist süsteemi, mille koosseisu kuulub mõnel juhul üle 10 erineva läätse.

Kuid luua sellist optilist süsteemi, milles oleksid samaaegselt kõrvaldatud igasugused aberratsioonid (sfääriline, kromaatiline, astigmatism jt.), pole praktiliselt võimalik. Seetõttu optiliste riistade puhul kõrvaldatakse tavaliselt need aberratsioonid, mis on riista kasutamisel kõige segavamad. Näiteks teleskoopide puhul püütakse kõrvaldada sfäärilise ja kromaatilise aberratsiooni mõju, mikroskoopide okulaaride korral — astigmatismi ja kromaatilist aberratsiooni jne.

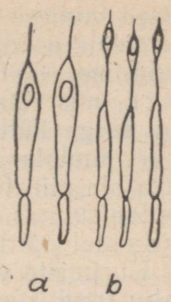
172. Silm ja nägemine. Silm on meie nägemiselund. Tema optilise süsteemi moodustavad läbipaistev sarvkest koos vesivedelikuga, silmalääts ja klaaskeha (joon. 295).

Kõige enam murduvad kiired õhust sarvkesta minnes, sest nende keskkondade (õhk — sarvkest) optiliste tiheduste vahe on kõige suurem. Vesivedeliku, silmalääts ja klaaskeha murdumisnäitajad on enam-vähem ühesugused (1,33—1,34), seetõttu ei murdu ka valguskiired neis ühest teise minnes enam palju. Kõik need silma valgust murdvad keskkonnad kokku moodustavad optilise süsteemi, mis mõjub koondava läätsena, mille fookuskaugus on ca 15 mm ja mille optiline tsenter on silmaläätse tagumise seina läheduses. Vikerkestaga piiratud silmaava kujutab endast diafragmat, mis reguleerib silma tulevat valgusehulka.

Sarvkesta ja silmaläätse abil saame vaadeldavatest esemetest silma tagumisel seinal — võrkkestal — tõelised, ümberpööratud ning vähendatud kujutised. Kuigi esemete kujutised võrkkestal on ümberpööratud, oleme teiste meelte kaudu saadud koge-



Joon. 295. Silma ehitus.



Joon. 296. Kolvikesed (a) ja kepikesed (b).

muste põhjal õppinud vaadeldavaid esemeid siiski õieti, s. t. päripidi nägema.

* Võrkkest kujutab enesest keerulist kudet, mis sisaldab nägemisnärvi harude otsakesi. Kõige tähtsamad valguse tajumise seisukohast on valgustundlikud närviotsakesed, mis asetsevad võrkkesta välimises kihis; need on kepikesed ja kolvikesed (joon. 296). Nende arv võrkkestas on tohutult suur. Inimese silmas ulatub kolvikeste arv 7 000 000-ni ja kepikeste arv 130 000 000-ni. Kepikesed ja kolvikesed ei ole võrkkestas ühtlaselt jaotatud. Keskkohast äärte poole minnes kahaneb kiiresti pinnaühiku kohta tulev kolvikeste arv ning suureneb kepikeste arv. Silma optilisest teljest veidi kõrval on piirkond, mida nimetatakse kollaseks tähniks, mille keskkohas asub väike sügavik, nn. kesksüvend. Viimane on eranditult täidetud kolvikestega, mille arv selle väikese pindala kohta ulatub 13 000—15 000-ni. Kesksüvend omab erakordset tähtsust just detailide vaatlemisel.

Me näeme teravalt vaid neid esemeid, mille kujutis langeb kollasele tähnile, eriti detailselt aga neid eseme piirkondi, mille kujutis langeb kesksüvendile. Kui aga kujutis langeb võrkkesta perifeersetele osadele, siis, kuigi me tajume seal valgust, ei saa me selles piirkonnas eristada mingisuguseid detaile. Seetõttu suuname me eseme vaatlemisel tema kujutise kollasele tähnile ning isegi kesksüvendile. Nende silma piirkondade vaateväli pole kuigi suur. Kollasele tähnile mahub piirkond horisontaalse vaatenurgaga ca 8° ja vertikaalse vaatenurgaga ca 6° (vt. § 175). Kesksüvendi vaateväli on mõlemas suunas ca 1—1,5°. See vastab 1 m kauguselt vaadeldava inimese puhul järgmisele olukorrale. Kollasele tähnile suudame me fikseerida inimese näo, kesksüvendile aga pindala, mis on veidi suurem vaadeldava inimese silmast. Kõik

* Järgnevad lõigud §-i lõpuni on võetud G. S. Landsbergi optika kursusest (1947. a.).

teised inimese keha piirkonna osad projitseeruvad võrkkesta perifeersetele osadele ning on seetõttu nähtavad võrdlemisi segaselt. Kuid me võime silma silmakoopas kiiresti pöörata, mis võimaldab väga kiiresti järjest fikseerida üksikuid alasid, seega küllalt teravalt näha peaaegu samaaegselt võrdlemisi suurt pindala. Just selle omaduse tõttu ei märka me teravalt nähtava ala piiratust ning hindame seda tegelikult vertikaal- ja horisontaalsuunas ligikaudu 120°—150°-le, s. o. tunduvalt rohkem kui parimatel optilistel riistadel.

Uurimiste varal on selgitatud, et kepikesed on valguse suhtes palju tundlikumad kui kolvikesed. Nägemine hämaruses ning üldse nõrga valgustuse puhul on võimalik vaid kepikeste tegevuse varal. Kuid kolvikesed, kuigi nad on väiksema valgustundlikkusega, reageerivad värvustele. Seetõttu võimegi me värvusi eraldada vaid küllaldase valguse intensiivsuse puhul, kui kolvikesed on muutunud tegevusvõimelisteks. Hämaruses nägemine ei võimalda meil eraldada värvusi ja kõik esemed näivad sinakashallidena. Kuid ka kolvikeste tundlikkus värvuste suhtes on erinev. Päevavalgusel asub silma maksimaalne tundlikkus valguse suhtes 550 mμ piirkonnas (kolvikesed), kepikeste maksimaalne tundlikkus on aga lühemate lainete — ca 500 mμ piirkonnas (Purkinje efekt). See efekt on kaugelt suurema ulatusega kui esialgu tundub. Kui näiteks valida värvuste kombinatsioon nii, et punane värvus päevavalgel näib meile 10 korda intensiivsemana helesinisest, siis hämaruses helesinine näib 15—16 korda heledamana punasest.

Kõik need faktid juhivad tähelepanu sellele, et silmas eksisteerivad kaks nägemisaparaati, millest üks võimaldab näha hämaruses ja teine intensiivse valgustuse puhul. Tegelikult töötavad tugeva valgustuse puhul mõlemad aparaadid samaaegselt.

Fotokeemiline protsess, mis põhjustab kepikeste valgustundlikkust, on käesoleval ajal võrdlemisi hästi selgitatud. Kepikeste otsakesed on kaetud roosaka pigmendiga, nn. nägemispurpuriga, mis on võimeline keemiliselt lagunema valguse toimel. Lagunemise produktid ärritavad närviotsakesi ning algab terve protsesside ahel, mis lõpeb valguse aistimisega. Nägemispurpuri punakas värvus põhjustab kõrgendatud tundlikkust lühemate lainete suhtes hämaruses (neelduvad nägemispurpuris suuremal määral ning põhjustavad seega purpuri lagunemist). Kolvikeste tegevus, eriti värvustele reageerimise osas, ei ole tänini lõplikult välja selgitatud. Olemasolevad teooriad lähtuvad teatud hüpoteetiliste ainete olemasolust kolvikeste aparaadis, kuid nende hüpoteetiliste ainete eksistents ei ole seni leidnud eksperimentaalset kinnitust.

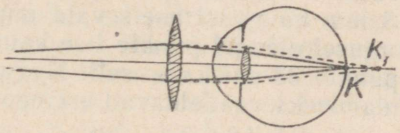
173. Akommodatsioon. Esemeid näeme teravalt siis, kui nende kujutis langeb just võrkkestale. Et kujutis niihästi kaugeist kui ka lähedaist esemeist tekiks just võrkkestal, selleks peab silm kohanema ehk akommodeeruma. Kohanemine toimub silmaläätse abil, mis võib oma kumerust muuta. Kui näiteks ese läheneb

silmale ja tema kujutis hakkab seetõttu nihkuma võrkkesta taha, siis muutub silmalääts kumeramaks, koondab kiiri järsemini ja kujutis tekib jälle võrkkestal. Eseme eemaldumisel silmast toimub vastupidine nähtus.

Normaalne silm võib ilma erilise pingutuseta akommodeeruda lõpmatusest (kaugeim punkt) kuni 20—30 cm kauguseni. Viimast kaugust nimetatakse *normaalse silma parima nägemise kauguseks*. Teatud pingutusega aga võime teravalt näha veel lähemaid, kuni 10 cm kaugusel olevaid esemeid. See nn. nägemise lähima punkti kaugus oleneb silmalääts elastsusest, tema akommodeerumisvõimest, mis on nooremail inimestel märksa suurem kui vanemail.

Silmalääts on ümbritsetud rõngakujulise *ripslihasega*, mille külge ta on kinnitatud õrnade niidikestega. Ripslihase rahulikus, tööta seisundis on lääts kõige lamedam, sest läätse külge kinnitatud niidikesed hoiavad teda pingul. Kui aga rõngakujuline ripslihas tõmbub kokku, siis läätse hoidvad niidikesed lõdvenevad, lääts saab vabaks ja muutub oma elastsuse tõttu kumeramaks ning ta murdumisvõime suureneb. Kaob ripslihase pingutus, siis tõmbuvad läätse hoidvad niidikesed jälle pingule, lääts muutub lamedamaks ja ta murdumisvõime väheneb.

Silmalääts koosneb sibulataoliselt üksikuist läbipaistvaist poolvedelaist kihtidest. Noortel on silmalääts väga elastne. Nii näiteks võib kümneaastase lapse normaalne silm kohaneda koguni kuni 7 cm kaugusel olevate esemete teravaks nägemiseks. Mida vanemaks inimene saab, seda vähem elastseks muutub tema silmalääts ja ühes sellega muutub vähem ulatuslikuks ka silma akommodeerumisvõime. Seetõttu nihkub terava akommodeerumise lähim kaugus vanusega silmast järjest kaugemale. Terava akommodeerumise lähim kaugus on 10-aastastel 7 cm, 20-aastastel 10 cm, 30-aastastel 13 cm, 40-aastastel 20 cm, 50-aastastel 40 cm, 60—70-aastastel aga puudub akommodatsioonivõime peaaegu täiesti.

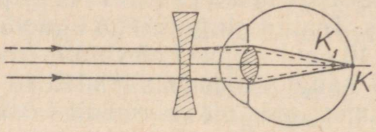


Joon. 297. Kaugelenägija silm prilliga.

174. Lühi- ja kaugelenägevus. Prillid. Teravaks nägemiseks on tarvilik, et eseme kujutis tekiks just võrkkestal. See pole aga alati nii. Lühinägijail on silma sügavus võrreldes silma murdumisvõimega liiga suur. Seetõttu tekib kaugemate esemete kujutis võrkkesta ees (joon. 298). Selle puuduse kõrvaldamiseks *kasutatakse prillina nõguspeegleid*, mis hajutab kiiri ning seetõttu nihutab kujutise jälle võrkkestale. *Kaugelenägijal*

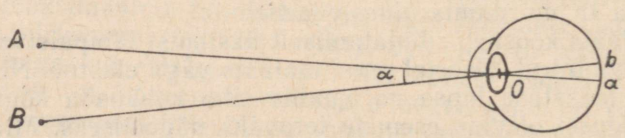
ümberpöördult lõikuvad lähedastest esemetest väljuvad kiired võrkkestaga enne, kui nad suudavad koonduda kujutiseks. Sel juhul kasutatakse nägemise korrigeerimiseks prillina kumerläätse (joon. 297).

Prilliklaasi, nagu teistegi optiliste läätsede murdmisvõimet ehk optilist tugevust mõõdetakse dioptriates (vt. § 168).



Joon. 298. Lühinägija silm prilliga.

175. Vaatenurk ja vaateväli. Kogemustest teame, et üksteise lähedal asuvad valguspunktid, kui nad on meist küllalt kaugel, liituvad vaatlemisel üheks (kaksiktähed). Kaks punkti *A* ja *B* (joon. 299) on ainult siis eraldi nähtavad, kui vaatenurk on vähemalt 1′.



Joon. 299. Vaatenurk (α).

Nurka, mille moodustavad silma optilisest tsentrist (*O*) läbi antud punktide *A* ja *B* tõmmatud sirged, nimetatakse vaatenurgaks. On kahe punkti vaheline vaatenurk väiksem kui 1′, siis ei näe me neid punkte lahus, vaid nad liituvad üheks ühiseks täpikeseks. Lihtne arvutus näitab, et vaatenurga 1′ saame, kui vaadelda teineteisest 3 mm kaugusel asetsevaid punkte 10 m kauguselt või 0,3 mm kaugusel olevaid punkte 1 m kauguselt või 0,1 mm kaugusel olevaid punkte 33 cm kauguselt. Nagu näha, tuleb meil vaatenurga suurendamiseks vaadeldavad esemed silmale lähemale tuua.

Vaatevälja all mõistetakse seda osa ruumist, millest muutmatu vaatesuuna puhul saame võrkkestal veel selgesti tajutavaid kujutisi. Vaateväli oleks sümmeetriliselt ümmargune, kui silma ümbrus (nina ja kulmud) osa ümbritsevast ruumist ära ei varjaks.

176. Mõningaid füsioloogilis-optilisi nähtusi. 1) Järelpildid. Võrkkestal saadud kujutise valguse tõttu tekkinud keemilised protsessid ei lõpe samal momendil, kui kaob kujutis, vaid kestavad veel lühikest aega (ca 0,1 s) edasi, enne kui nad neutraliseeruvad. Seetõttu kestab ka valgusemulje esemest veel umbes 0,1 s

pärast seda, kui teda põhjustav eseme kujutis silmast kadus, ja me saame nn. positiivse järelpildi. Sellel silma omadusel põhineb kiiresti üksteisele järgnevate valgusemuljete liitumine üheks pidevaks katkematuks muljeks, nagu kinofilmi või mõne kiiresti liikuva eseme (rakett, lendtäht, liikuv hõõguv süsi jne.) jälgimisel. Samal alusel seletuvad ka järgmised nähtused: harali sõrmedega kätt raamatu ja silmade vahel kiiresti edasi-tagasi liigutades võime läbi sõrmede vabalt lugeda; kiiresti pöörlev ventilaatori propeller muutub «läbipaistvaks» jne.

Pikemat aega mõjuv samalaadne tugev valgusärritus väsitab võrkkesta ja seetõttu tekivad nn. negatiivsed järelpildid, s. o. pildid, mis oma heleduselt on endistele vastupidised. Kui näiteks liikumatult vaadelda hõõglambi hõõguvat niiti, siis saame hiljem järelpildina tumeda niidi heledal foonil. Vahel esinevad negatiivsed järelpildid ka täiendvärvustes, kus näiteks punasele vastab roheline, kollasele sinine jne.

2) Irradiatsioon. Helendav hõõgniit näib meile tunduvalt jämedamana, kui ta tõepoolest on. Noorkuu hele sirp näib tunduvalt suurema diameetriga ülejäänud «tuhkvalgusena» paistvast osast. Seda silma omadust, mille põhjal heledasti valgustatud valged esemed näivad suurematena kui niisama suured tumedad esemed, nimetatakse irradiatsiooniks. Nähtuse seletamiseks oletatakse, et tugev valgustus erutab võrkkestal ka kujutise ääre naabruses olevaid erguotsakesi, mistõttu ese meile näib suuremana. Nõrga valgustuse puhul sellist kujutise suurenemist võrkkestal ei teki.

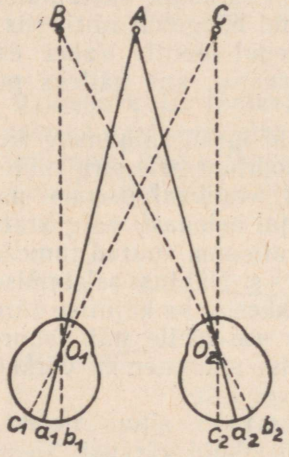
3) Värvipimedus (daltonism) on silma defekt, mille puhul silm pole suuteline eraldama üksikuid värvusi. Sagedamini esineb värvipimedus punase ja rohelise, harvemini kollase ja sinise värvuse suhtes. Huvitav on märkida, et värvipimeduse all kannatavad peamiselt mehed (4—5%), naistel aga esineb see võrdlemisi harva (ca 0,5%).

4) Adaptatsioon. Nagu terava kujutise saamiseks tuleb silmal kohaneda, tuleb tal kohaneda ka valgustusega üldse. Nii näiteks valgustatud toast öösel välja hämarasse minnes ei näe me algul peaaegu sugugi. Mõne aja pärast hakkavad aga silmad siiski päris hästi nägema. Kulub umbes pool tundi, et silm hämarusega täielikult harjuks. Sellist kohanemist valgustusega nimetatakse adaptatsiooniks ehk adaptsiooniks. Ka hämarast valgusse minnes tuleb silmal kohaneda, kuid see nõuab võrdlemisi lühikest aega.

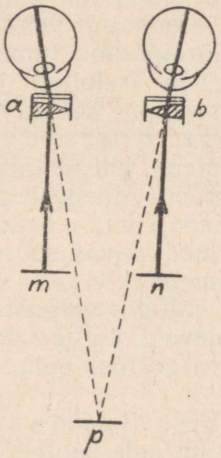
5) Nägemine kahe silmaga. Eseme vaatlemisel saame kummaski silmas kujutise, kuid näeme siiski ühtainust eset. Selle põhjuseks on asjaolu, et mõlema silma võrkkesta vastavaist kohtadest, näiteks kollastest tähnidest väljuvad ärritused sulavad ajus kokku ühiseks pildiks. Sellise kujutiste asendite vastavuse mõlemas silmas saavutame eseme fikseerimisel mõlema silmaga. Kui aga kujutised tekivad võrkkestal mitte-

vastavais kohtades, siis näeme eset kahekordselt. Näiteks joonisel 300 on mõlema silmaga fikseeritud punkt A, mille vastavais kohtades tekkinud kujutised võrkkestal on a_1 ja a_2. A naaberpunktide B ja C vastavaiks kujutisteks võrkkestal on b_1 ja b_2 ning c_1 ja c_2, mis ei asu võrkkestal vastavais kohtades.

6) Ruumiline nägemine. Et meil on kaks silma, mis annavad samast esemest kujutised, vaadatuna kahest eri kohast ruumis (silmade vahe on ca 6 cm), siis saame sellest esemest ka ruumilise kujutise. Meil on võimalik kahe silmaga vaadates lähedalolevaid esemeid teatud määral nagu ümber haarata.



Joon. 300. Nägemine kahe silmaga.



Joon. 301. Stereoskoop.

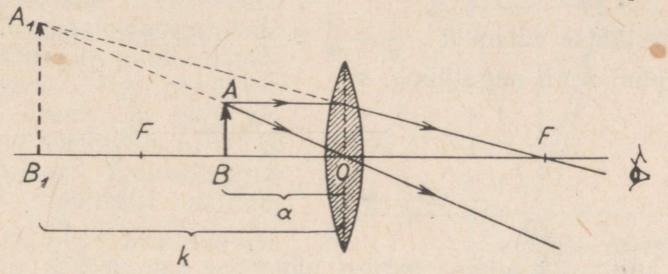
Fotopilt on tasandiline ja vastab kujutisele ainult ühes silmas. Kui samast esemest teha üks pilt nii, nagu seda näeks vasak silm, ja teine nii, nagu seda näeks parem silm, siis mõlemaid pilte vaatlemisel liites saaksime sellest esemest ruumilise kujutise, just nagu oleksime seda tõepoolest vaadelnud kahe silmaga. Selliseks riistaks, millega saame kaks eri pilti liita üheks, on stereoskoop (joon. 301). Stereoskoobi peaosaks on kaks prismat a ja b, mis on pööratud murdvate servadega teineteise poole. Piltide vastavaist punktidest m ja n tulevad kiired murduvad prismades nii, et nad näivad väljuvat samast punktist p. Seetõttu saame kahe pildi asemel ühe, mis aga annab meile vaadeldavast esemest ruumilise kujutise.

177. Optiliste riistade ülesanne. Kaks punkti liituvad vaatlemisel ühte, kui nendevaheline vaatenurk on väiksem kui 1′ (vt. § 175). Vaatenurk on väike, kui vaadeldav ese on pisike või asub meist väga kaugel. Kui tahame vaadeldaval esemel näha enam

peensusi kui see on võimalik palja silmaga, peame *vaatenurka kunstlikult suurendama*. Sellise vaatenurga kunstliku suurendamise annavad optilised riistad, nagu luup, mikroskoop, pikksilm jne. Kui mõne optilise riista, näiteks luubi abil vaatlemisel kõik vaatenurgad palja silmaga võrreldes muutuvad 5 korda suuremaks, siis ütleme, et see optiline riist suurendab 5 korda.

Lähedaste väikeste esemete vaatlemisel kasutame luupi ja mikroskoopi, kaugete esemete vaatlemiseks pikksilma (teleskoopi).

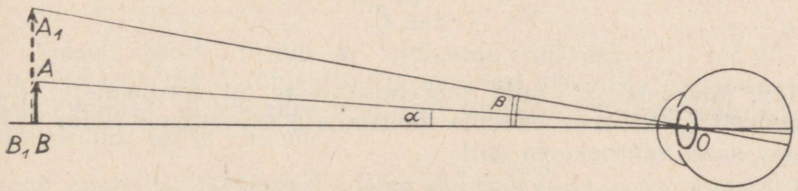
178. Luup. Luubina kasutatakse kumerläätse. Asetame vaadeldava eseme AB fookuse F lähedusse läätse ja fookuse vahele ning konstrueerime tema kujutise (joon. 302). Saame päripidise



Joon. 302. Kiirte käik luubis.

suurendatud ebakujutise A_1B_1. Et mõnda eset või kujutist on kõige kasulikum vaadelda *vaatleja silma* parima nägemise kauguselt (ca 25 cm), siis tuleb ese asetada luubist sellisele kaugusele, et ta kujutis tekiks just parima nägemise kaugusel luubist. Silma aga hoiame hästi luubi läheduses, et kujutisest rohkem valgust silma tuleks, sest kujutise suurus ei olene sellest, kui kaugel on silm luubist.

Luubi suurenduseks nimetame kujutise A_1B_1 ja eseme AB vaatenurkade suhet, kui mõlemad oleksid samal kaugusel (joon. 303).



Joon. 303. Kujutise ja eseme vaatenurga võrdlus.

Järelikult $s = \frac{\beta}{\alpha}$.

Geomeetriast teame, et ringi kesknurgad on võrdelised vastavate kaartega. Eelduse kohaselt on kujutis (A_1B_1) ja ese (AB) silmast samal kaugusel $(OB = OB_1)$. Arvestades nurkade α ja β väiksust, võime ilma tunduva veata neile vastavad ringi kaared asendada kujutise ja eseme suurustega. Seega siis $s = \frac{A_1B_1}{AB}$, s. o. luubi puhul võrdub suurendus ka kujutise ja eseme vastavate joonsuuruste suhtega.

Eelmise põhjal võime joonisele toetudes väljendada luubi suurenduse s järgmiselt:

$$s = \frac{\beta}{\alpha} \approx \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{k}{a}.$$

Kumerläätse valemist $\frac{1}{a} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f}$ määrame suhte $\frac{k}{a}$. Et antud juhul k on negatiivne, siis

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{-k} = \frac{1}{f}, \text{ millest}$$

$$\frac{k}{a} = \frac{k}{f} + 1.$$

Kui kujutist vaadelda parima nägemise kaugusel p, siis $k = p$ ja

$$s = \frac{p}{f} + 1.$$

Silmas pidades, et $p \approx 25$ cm, saame

$$s = \frac{25 \text{ cm}}{f \text{ cm}} + 1.$$

Kui näiteks $f = 5$ cm, siis $s = \frac{25}{5} + 1 = 6$ jne. Et parima nägemise kaugus sõltub silmast ja pole jääv suurus, siis ka suurendus s kõigub teatud piirides. Seetõttu võib lihtsuse mõttes suurenduse valemist $+1$ ära jätta, ning anda ta kujul

$$s = \frac{p}{f}.$$

179. Mikroskoop. Luubi suurendusvõime on võrdlemisi väike, keskmiselt 5—8 korda. Hoopis tõhusamaid suurendusi (kuni 2500 korda) saab mikroskoobi abil.

Lihtsaim mikroskoop koosneb kahest kumerläätsest (joon. 304). Lühikese fookuskaugusega lääts, nn. objektiiv (L), annab esemest (AB) tugevasti suurendatud tõelise kujutise (A_1B_1), mida vaadeldakse läbi luubina kasutatava okulaari (L_1). Olgu objektiivi abil saadav joonsuurendus s_1 ja okulaari abil s_2, s. t.

$\frac{A_1B_1}{AB} = s_1$ ja $\frac{A_2B_2}{A_1B_1} = s_2$.

Korrutades saadud avaldiste vastavad pooled, saame

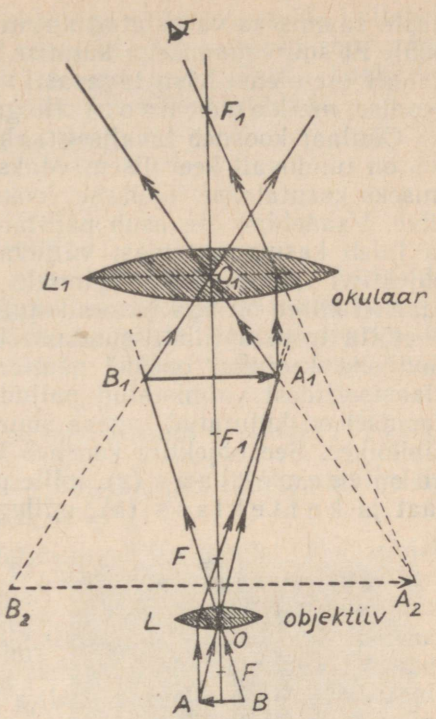
$$\frac{A_2B_2}{AB} = s_1 s_2.$$

Näeme, et mikroskoobi suurendus võrdub objektiivi ja okulaari suurenduste korrutisega.

Mikroskoobi suurenduse arvutamiseks on tarvis teada ta objektiivi ja okulaari fookuskaugusi. Olgu objektiivi fookus-, eseme- ja kujutisekaugused vastavalt f_1, a_1 ja k_1, okulaari fookuskaugus aga f_2. Jooniselt nähtub, et $s_1 = \frac{k_1}{a_1}$. Kumerläätse valemist $\frac{1}{a_1} + \frac{1}{k_1} = \frac{1}{f_1}$ saame:

$$\frac{k_1}{a_1} = \frac{k_1 - f_1}{f_1}.$$

Seega $s_1 = \frac{k_1 - f_1}{f_1} \approx \frac{k_1}{f_1}$,



Joon. 304. Kiirte käik mikroskoobis.

sest f_1 on võrreldes k_1-ga väike, mistõttu võime ta ilma tunduva veata lugejast ära jätta. Okulaari kui luubi suurenduse s_2 leidsime varem:

$$s_2 = \frac{p}{f_2} = \frac{25 \text{ cm}}{f_2 \text{ cm}}.$$

Järelikult mikroskoobi suurendus

$$s = s_1 \cdot s_2 = \frac{k_1}{f_1} \cdot \frac{p}{f_2}.$$

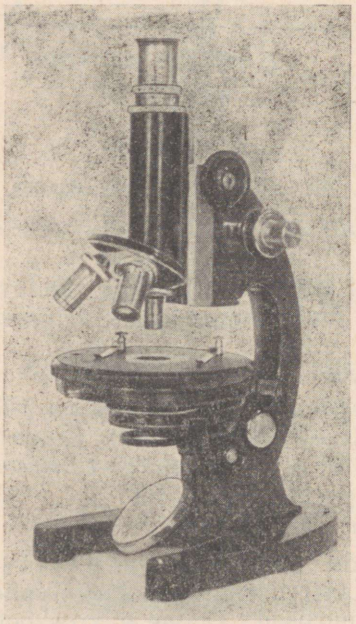
Teiselt poolt võrdub k_1 ligikaudu mikroskoobi optilise intervalliga Δ (objektiivi ja okulaari sisemiste fookuste vaheline kaugus). Asendades vastavad suurused, saame mikroskoobi suurenduse jaoks valemi:

$$s = \frac{k_1}{f_1} \cdot \frac{p}{f_2} = \frac{\Delta \cdot p}{f_1 f_2} = \frac{25\,\Delta}{f_1 f_2}.$$

Nagu saadud valemist nähtub, on mikroskoobi suurendust võimalik muuta, kui muudame objektiivi ja okulaari fookuskaugusi f_1 ja f_2. Seepärast on iga parem mikroskoop erinevate suuren-

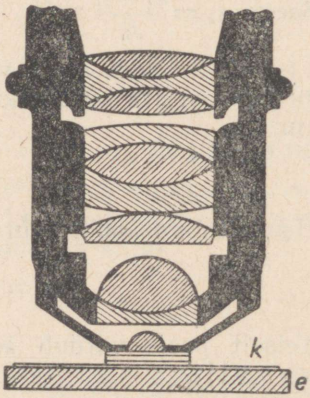
duste saamiseks varustatud mitme objektiivi ja okulaariga (joon. 305). Et suurendamisega kujutise heledus väheneb, siis peab vaadeldav ese olema hästi tugevasti valgustatud. Seda tehakse erilise seadise, nn. kondensori (nõgus peegel) abil.

Okulaar koosneb tavaliselt kahest läätsest, kuid objektiivi ehitus on tunduvalt keerulisem. Maksimaalsete suurenduste saavutamiseks kasutatakse lühikese fookuskaugusega (1—2 mm) objektiive. Vaadeldav ese asub paratamatult objektiivile väga lähedal ja tuleb kasutada temast väljuvat laia kiirtekimpu, mis langeb objektiivi esimese läätse pinnale. Paksud läätsed ja mittetsentraalsed kiired on aga terava kujutise saamiseks väga ebasoodsad. Seetõttu tuleb optiliste puuduste kõrvaldamiseks kasutada objektiividena keerulisi optilisi süsteeme, mis koosnevad erinevatest klaasisortidest valmistatud paljudest kumer- ja nõguslääatsedest. Joonisel on kujutatud tugeva suurendusega mikroskoobi objektiiv läbilõikes. See objektiiv koosneb kümnest eri läätsest. Objektiivi all on esemeklaas (*e*), mille peal asetsevad vaadeldav preparaat ja katteklaas (*k*), millega preparaat on kaetud.



Joon. 305. Mikroskoop.

Mikroskoobi abil vaadeldavate väikeste esemete puhul, mille suurus on lähedane valguse lainepikkusele, ilmneb valguse paindumine sellise eseme ümber — difraktsioon (vt. § 195). Esemest ei teki enam teravat kujutist, vaid



Joon. 306. Mikroskoobi objektiivi läbilõige.

nn. difraktsioonringikesed. Küllalt väikeste ja lähestikku asetsevate esemete puhul tekib olukord, kus need ringikesed üksteist katavad ja esemed pole seetõttu mikroskoobis enam eraldi

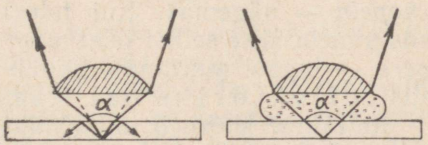
nähtavad. Siit järgneb, et mikroskoobiga ei saa vaadelda kuitahes väikesi ja lähestikku asetsevaid esemeid. Mikroskoobi suurendus on piiratud tema lahutusvõimega, s. o. vähima punktidevahelise kaugusega d, mida mikroskoobis võime eraldada.

Lahutusvõime d on määratud valemiga

$$d \geqslant \frac{\lambda}{2n \sin \frac{\alpha}{2}},$$

kus λ tähendab kasutatava valguse lainepikkust vaakuumis, α — esemest objektiivi pääsevate äärmiste kiirte vahelist nurka ja n — preparaadi ja objektiivi esimese läätse vahel oleva keskkonna murdumisnäitajat.

Korrutist $n \sin \frac{\alpha}{2}$ nimetatakse mikroskoobi numbriliseks apertuuriks. Seosest $d \geqslant \frac{\lambda}{2n \sin \frac{\alpha}{2}}$ nähtub, et lühemalaineliste kiirte kasutamine võimaldab detailsemat vaatlemist. Kui subjektiivne vaatlemine asendada mikrofotograafeerimisega, siis on otstarbekohasem kasutada kvartsoptikat, mis võimaldab esemete «valgustamist» ultraviolettkiirtega. Numbrilise apertuuri suurendamiseks, seega d vähendamiseks (detailsem vaatlemine), on kasulik eseme ja objektiivi vahele paigutada mingi läbipaistev vedelik, mille murdumisnäitaja n on suurem kui õhul — nn. immersioonisüsteem (lad. k. *immergere* — sukelduma). Immersioonivedelikkudena kasutatakse vett ($n = 1{,}33$), seedripuuõli ($n = 1{,}48$), monobroomnaftaliini ($n = 1{,}67$) jne. Süsteemi, milles eseme ja objektiivi vahelise vedeliku murdumisnäitaja võrdub objektiivi esimese läätse murdumisnäitajaga, nimetatakse homogeense immersiooniga süsteemiks. Numbrilise apertuuri suurus ilma immersiooni kasutamata — s. t. kui $n = 1$, on maksimaalselt 0,95, immersioonivedeliku kasutamisel aga ulatub see kuni 1,5-ni.



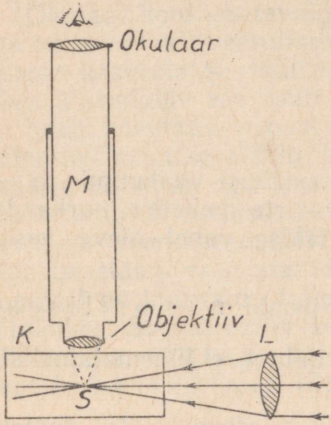
Joon. 307. Kuiv ja immersioonivedelikuga objektiiv.

Immersiooni kasutamisel kasvab ka kujutise heledus, sest kiirte üleminekul katteklaasist õhku (hõredamasse keskkonda) ei pääse osa kiiri täieliku sisepeegeldumise tõttu üldse objektiivi. Samuti väheneb ka objektiivi esimese läätse peegeldav toime temale langevate kiirte suhtes (joon. 307).

180. Ultramikroskoop. Kaasaegsete mikroskoopidega on teoreetiline suurenduse piir peaaegu saavutatud (kuni 2500 korda). Muidugi võib näha ka väiksemaid esemeid, kuid nad kõik paista-

vad meile ümmarguste rõngakestena (difraktsioon) ja nende piirjoonte kuju ei ole võimalik näha.

Selliste osakeste vaatlemiseks kasutatakse nn. ultramikroskoopilist menetlust, mida esmakordselt rakendati 1903. a.



Joon. 308. Ultramikroskoobi skeem.

Tugevast valgusallikast tulevad kiired (joon. 308) koondatakse objektiivi *L* abil vedelikuga täidetud anuma *K* selles osas, kus loodetakse uuritavaid osakesi näha. Kui vaatluspiirkonnas selliseid osakesi ei leidu, siis horisontaalselt leviv valgus ei pääse mikroskoopi *M*. Kui aga kiirte teel leidub osakesi, siis valgus hajub neil ja pääseb ka mikroskoobi *M* vertikaalselt ülesseatud torru, tekitades viimases difraktsioonipildi, mis võimaldab küll otsustada osakeste asukoha ja nende liikumise üle, kuid ei võimalda määrata nende kuju. Eriti hästi tulevad sellised osakesed nähtavale siis, kui vaatevälja tagapõhi on tume (ka palja silmaga on heledasti valgustatud väikesed kübemekesed, näiteks tolm, tumedal tagapõhjal hästi nähtavad). Ultramikroskoop võimaldab jälgida osakeste olemasolu, mille lineaarmõõtmed on 6—10 mμ. Mõningail juhtumeil on võimalik jälgida ka väiksemaid osakesi (2 mμ).

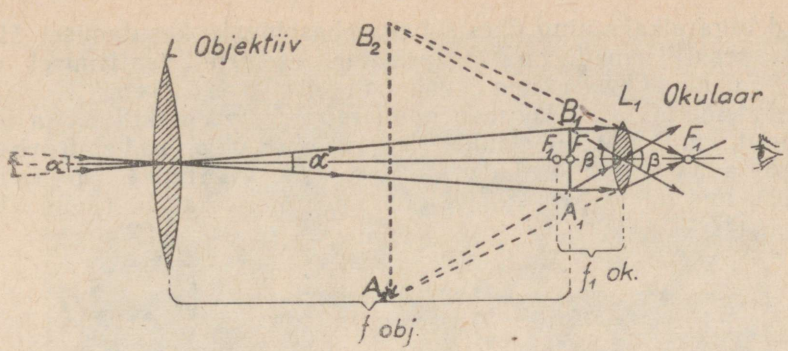
181. Refraktor. Kaugete esemete vaatenurga suurendamiseks kasutatakse pikksilmi ehk teleskoope (kr. k. *tele* — kauge, *skopein* — nägema). Kui teleskoobi objektiiviks on kumerlääts, siis nimetatakse sellist teleskoopi refraktoriks (lad. k. *refrangere* — tagasi murdma), täidab aga objektiivi aset nõguspeegel, siis reflektoriks (lad. k. *reflectere* — peegeldama).

Refraktor koosneb nagu mikroskoopki kahest läätsede süsteemist: objektiivist ja okulaarist. Objektiiv annab kaugest esemest fookuse lähedal tõelise, vähendatud ja ümberpööratud kujutise. Seda tõelist kujutist okulaari kui luubiga vaadeldes saame suurendatud päripidise ebakujutise (joon. 309).

Luubi ja mikroskoobi puhul on okulaaris vaadeldav kujutis esemest tõepoolest suurem, teleskoobis aga on nähtav kujutis vaadeldava esemega võrreldes hoopis väike. Mida tuleb siis mõista teleskoobi suurenduse all?

Analoogiliselt luubi suurendusele nimetame teleskoobi suurenduseks *s* okulaaris nähtava kujutise vaatenurga (β) ja eseme otsese vaatlemise vaatenurga (α) suhet, s. o. $s = \frac{\beta}{\alpha}$.

Et refraktori objektiivi abil saadud eseme kujutis A_1B_1 on nii



Joon. 309. Kiirte käik refraktoris.

objektiivi kui ka okulaari fookuse lähedal, siis kujutise A_1B_1 kaugus objektiivi optilisest tsentrist on peaaegu f_{ob} ja okulaari tsentrist f_{ok}.

Edasi, vaadeldes kujutist A_1B_1 kui ringjoone kaart, mille raadiuseks on f_{ob}, ja nurka α kui sellele kaarele vastavat kesknurka, võime kirjutada:

$$\alpha \text{ (radiaanides)} \approx \frac{A_1B_1}{f_{ob}}, \text{ ning } \beta \text{ (radiaanides)} \approx \frac{A_1B_1}{f_{ok}}.$$

Asendades saadud β ja α väärtused suurenduse valemisse, saame:

$$s = \frac{\beta}{\alpha} \approx \frac{A_1B_1}{f_{ok}} : \frac{A_1B_1}{f_{ob}} = \frac{f_{ob}}{f_{ok}},$$

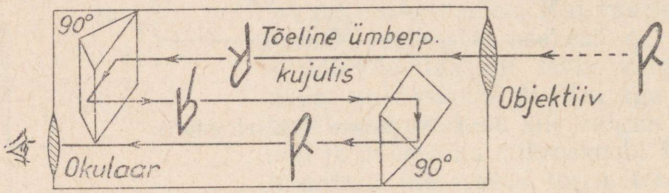
s. o. teleskoobi suurendus võrdub objektiivi ja okulaari fookuskauguste jagatisega.

Olgugi et okulaari fookuskaugust vähendades on võimalik refraktori suurendust tõsta 5000—6000-ni, ei kasutata harilikult astronoomilistel vaatlustel suurendusi üle 1000 korra, suurendusi kuni 2000 korda kasutatakse õige harva. Selle põhjuseks on asjaolu, et ühes suurendusega väheneb kujutise heledus, kusjuures ka mittetäielikult kõrvaldatud kromatism ning teised puudused hakkavad omakorda suuremal määral segama.

182. Prisma-binokkel. Nii refraktor kui ka reflektor annavad vaadeldavaist esemeist ümberpööratud kujutised. Astronoomiliste vaatluste puhul pole see oluline. Maapealsete esemete vaatlemisel on aga väga tähtis saada vaadeldavaist esemeist päripidiseid kujutisi. Selle saavutamiseks kasutatakse pikksilma kujutiste ümberpööramiseks kolmandat läätse, mis objektiivi poolt tekitatud kujutise ümber pöörab, enne kui teda okulaariga vaatlema hakkame. Seetõttu muutuvad niisugused maapikksilmad ehk kiik-

rid liiga pikaks ning ühes sellega ebasobivaks kasutamisel. Hoopis praktilisemad on maapealsete esemete vaatlemisel nn. prisma-pikksilmad ehk prisma-binoklid.

Prisma-pikksilm koosneb nagu refraktorgi objektiivist ja okulaarist, kuid annab päripidised kujutised. Kujutiste ümberpööramine toimub kahe täisnurkse prisma abil, mis on asetatud objektiivi ja okulaari vahele (joon. 310).

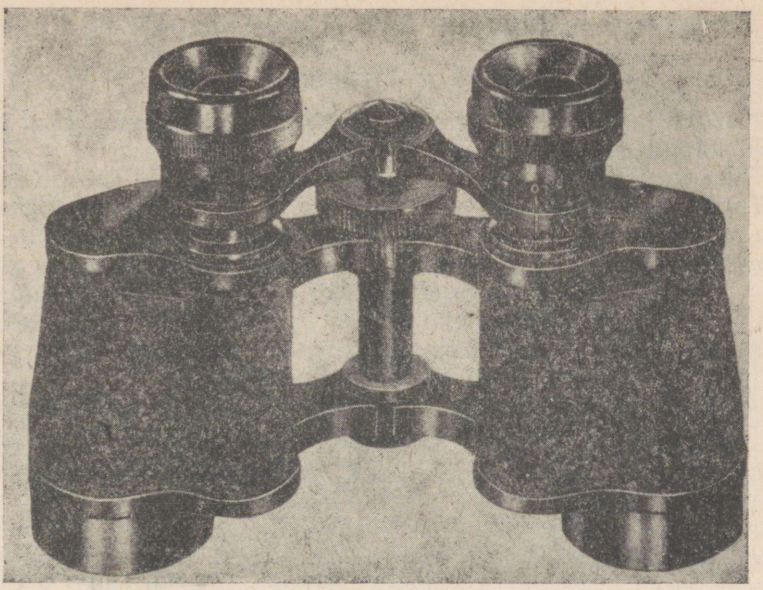


Joon. 310. Kujutise ümberpööramine prisma-pikksilmas.

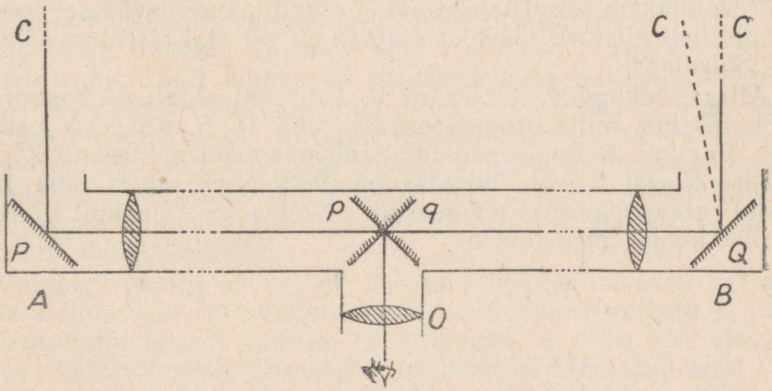
Kiired langevad prisma alusele risti, tungivad prismasse murdumata ja langevad prisma tagumisele sisepinnale 45°-se nurga all. Et siin langemisnurk klaasis (45°) on suurem täieliku sisepeegeldumise piirdenurgast kiirte murdumisel klaasist õhku (42°), siis peegelduvad kõik kiired täielikult. Samuti peegelduvad täielikult kõik kiired prisma teiselt tagumiselt pinnalt. Kahekordse sisepeegeldumise tulemusena väljuvad kiired prismast ümberpööratuina prisma murdvat serva läbiva ja alusega risti oleva tasandi suhtes. Et meil on vaja kujutis ümber pöörata kahe teineteisega risti oleva tasandi suhtes (parem-vasak, ülemine-alumine), siis juhitakse esimesest prismast väljunud kiired teise, esimesega risti asetatud prismasse. Teine prisma pöörab kujutise veel kord ümber ja tulemusena saame okulaari ees esemega võrreldes päripidise kujutise, mida vaatleme okulaariga kui luubiga.

Kahest prisma-pikksilmast koosnevat teleskoopi nimetatakse prisma-binokliks (joon. 311). Prismad mitte üksnes pööravad kujutise ümber, vaid teevad binokli tunduvalt lühemaks, sest ühe pika kiire asemel saame n.-ö. kolmekordselt kokkumurtud kiire. Objektiivide suurem kaugus teineteisest, võrreldes okulaaridega, soodustab ka ruumilist nägemist. Kõigi nende paremuste tõttu on prisma-binoklid leidnud laialdast kasutamist, eriti sõjaväes välibinoklitena.

183. Sõjatehnikas kasutatavaid optilisi riistu. Kaasaegses sõjatehnikas kasutatakse väga mitmekesiseid optilisi nähtusi ning riistu. Periskoop (vt. § 153) on allveelaeva ja kaeviku silmaks, mis võimaldab vaenlase jälgimist ilma ennast ohustamata. Võimsad prožektorid valgustavad lennukite maandumiskohti ja otsivad vaenlase lennukeid pimedas. Binokkel on asendamatuks abiliseks mitte ainult luurekäikudel, vaid ka üldisel orienteerumi-



Joon. 311. Prisma-binokkel.



Joon. 312. Lihtsa kaugusemõõtja skeem.

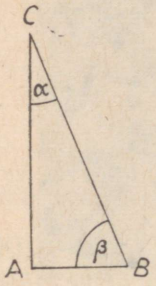
sel maastikul, samuti kahuritule juhtimisel. Valgussignaale kasutatakse laialdaselt sidepidamisel. Kauguste mõõtmiseks, mis on väga oluline täpseks tulejuhtimiseks, kasutatakse optilisi kaugusemõõtjaid. Skemaatiliselt kujutab ühe seda liiki riista põhimõtet joon. 312.

Täisnurksest kolmnurgast ABC (joon. 313) nähtub, et

$$AC = AB \cdot \tan \beta.$$

Kui AB ja β on teada, siis on teada ka kaugus AC. Sellel põhinebki kaugusemõõtja ehitus.

Pika toru AB otstesse on asetatud täisnurga all peeglid P ja Q. Toru keskele on paigutatud neile vastavalt paralleelsed peeglid p ja q, mis on risti teineteise peal ja ulatuvad ainult peeglite P ja Q poole laiuseni. See võimaldab külje pealt (eest) näha peeglitest P ja Q tulevaid kiiri korraga. Need annavad kujutised kohakuti samal sirgel. Et peeglid niiskuse käes tuhmuvad, siis kasutatakse nende asemel täisnurkseid prismasid.



Joon. 313. Kauguse mõõtmise seletuseks.

Kaugest esemest C tulevad, praktiliselt paralleelsed kiired CA ja CB lähevad pärast peegeldumist toru AB telje sihis, peegelduvad ristiolevatelt peeglitelt p ja q ning juhitakse sealt toru O kaudu vaatleja silma. Mõlemad toru kaudu saadud kujutised sel juhul liituvad. On aga vaadeldav ese võrdlemisi lähedal, siis nurk tipu C juures (joon. 313) ei võrdu nulliga ja kujutised ei liitu. Et kujutisi liita, tuleb pöörata näiteks peeglit Q. Sellest pööramisnurgast saamegi nurga tipu C juures, mille abil hindame kaugust AC, sest toru pikkus AB on teada.

Revolutsioonieelsel Venemaal ei olnud mainimisväärset iseseisvat optiliste riistade tööstust ning ta oli sel alal täielikus sõltuvuses välismaast.

Alles Nõukogude ajal rajati V. I. Lenini algatusel kodumaine optikatööstus, mille organiseerijaiks olid D. S. Roždestvenski ja S. I. Vavilov. Nende teaduslikul juhendamisel arenes nõukogude optilise klaasi tööstus hiigelsammudega ning suutis juba 1925. aastal rahuldada kõiki nõudeid ning võimaldas täielikult lõpetada optilise klaasi importimise.

IX. LAINEOPTIKA

Interferents

184. Vaateid valguse loomuse kohta. Peaaegu üheaegselt ilmus kaks valguse loomust käsitlevat teooriat. Newton, toetudes valguse põhiomadusele — sirgjoonelisele levimisele —, väitis juba 1672. a., et valgus on korpuskulaarse loomusega. Helendav keha pidi endast emiteerima ehk välja saatma väga pisikesi osakesi. Need osakesed põrkuvad peegelpinnalt tagasi elastsete kuulikeste taoliselt. Valguse peegeldumisseadusega oli see kooskõlas. Murdumisnähtust aga seletati oletusega, et teine keskkond avaldab osakestele ehk korpuskulitele tõmbavat toimet. Kui see teine keskkond on optiliselt tihedam, siis peab valguse kiirus temas olema suurem. Seega oli ka murdumisseadus seletatud.

Newtoni kaasaegne Huygens avaldas oma teooria trükis 1678. aastal. Tema käsitas valgust nagu häältki lainetusnähtusena. Siit tulenebki ka nimetus l a i n e - ehk u n d u l a t s i o o n i t e o o r i a. Laineliikumine pidi läbima ka maailmaruumi tühjust. Seepärast oletas Huygens erilise keskkonna — v a l g u s e e t r i olemasolu. Viimase omaduseks oli äärmine «peeneteralisus», ta pidi täitma kogu «tühjuse», tungima isegi kehade molekulide vaheruumi. Ühtlasi pidi eetri keskkond olema absoluutselt elastne, koguni kaalutu ja äärmiselt väikese tihedusega. Seega olid «valguseetri» omadused väga mõistatuslikud.

Valguse tohutut kiirust oli Newtoni teooria kohaselt sel ajal raske siduda osakeste levimiskiirusega. Huygensi teooria ei oleta eetri osakeste kiireid nihkeid, kuid impulss ise võis küll elastses eetris levida nii suure kiirusega. Analoogilisi tähelepanekuid võib teha veepinna lainetamise vaatlemisel, sest veeosakeste üles-alla liikumise kiirus on väike, kuid tekkivad lained levivad suure kiirusega. Eetri väike tihedus sundis Huygensit oletama eetri pikilainetust (analoogia õhuosakeste võnkumisega). Huygensi kujutlus valguslainetest nõudis hiljem suuri täiendusi. Lainepikkuse mõistet ta ei kasutanud, vaid oletas koguni, et lained ei järgne üksteisele võrdsete vahemaade tagant. Valguse difraktsiooni täheldati juba 1665. aastal, kuid Huygens ei pööranud sellele tähelepanu ja oletas valguse sirgjoonelist levikut ka pisikeste avade läbimisel. Ka

Newtoni rõngad jätab ta oma teoses kõrvale. Newton ise aga pidas neid rõngaid tõenduseks valgusnähtuste perioodilisusest.

Seega võib kahelda väites, nagu oleks Huygens Newtoni korpuskulaarteooriale vastu seadnud läbimõeldud laineteooria.

Suurima väärtusega Huygensi ideedest on temanimeline printsiip, mille järgi *võib igas laines mistahes punkti vaadelda kui uute lainete ehk nn. elementaarlainete levimise keskpunkti*. Tegelik lainefront on elementaarlainete liitmisel saadud pind.

Möödus terve sajand, kuni Fresnel 1815. aastal interferentsinähtust seletades Huygensi printsiipi täiendas. Ühine Huygens-Fresnel'i printsiip selgitas rahuldavalt ka difraktsiooninähtuse. Möödunud sajandi keskpaiku (1854. a.) tõestati eksperimentaalselt (Foucault), et valgus levib vees aeglasemalt kui õhus. See oli vastuolus Newtoni oletusega. Korpuskulaarteooria jäi nüüd lõplikult kõrvale. Seda asendas täiendatud laineteooria, mille kohaselt valgus on suure sagedusega elastne lainetus, mis levib kõikjale tungivas eetris.

Geniaalne vene õpetlane Lomonossov kritiseeris juba XVIII sajandi keskpaiku korpuskulaarteooriat ning propageeris valguse laineteooriat. Lomonossovi vaated valguse kohta on toodud ära ta teoses «Слово о происхождении света». Samas teoses arvustab Lomonossov ka Newtoni teooriat, arvates, et see on vastuolus faktidega valguse murdumisest ja lõplikust levimiskiirusest. Seda teooriat ei pea Lomonossov õigeks ka valgusvoogude superpositsiooniprintsiibi seisukohalt. Lõikuvad valguskiired peaksid üksteist teekonnal eksitama, kõrvale kallutama. See on aga vastuolus optika seadustega.

Lomonossovi erakordselt sügav pilk nägi omast ajast kaugele ette. «Soojuse aine», «elektri aine» ja terve hulk teisi «aineid», mis sel ajajärgul pooldajaid leidsid, jäeti Lomonossovi poolt kõrvale. Samuti talitas Lomonossov ka «valguse ainega».

Lomonossov peatus valguse laineteoorial. Valgus on eetriosakeste *võnkliikumine*, mitte aga nende pöördliikumine, mis tekitab soojust. Lomonossov ei olnud Huygensi idee laenaja, vaid ta arendas viimase vaatekohti edasi. Huygensil oli valgus lühidalt väljendades aperioodilise impulsi levimine, Lomonossovil — võnkliikumise levimine.

185. Valguslainete elektromagnetiline loomus. Faraday näitas 1846. a. valguse polarisatsioonitasapinna pöördumist magnetiväljas, millega ta tõestas, et valgusnähtused ei moodusta omaette suletud nähtuste kogu, vaid on seotud optiliste ja magnetiliste nähtustega.

Eriti tähtsa asjaoluna avastati, et elektromagnetiliste lainete levimiskiirus ühtib valguse levimiskiirusega tühjuses.

Maxwell jõudis esimesena 1865. aastal otsusele, et valgus on elektromagnetiline nähtus. Tema püstitatud *elektromagnetilise valgusteooria* kohaselt tekib valgus mateeria aato-

mite elektriliselt laetud koostisosakeste teatud võnkumise tagajärjel ning levib ruumis elektromagnetilise, perioodiliselt muutuva vahelduvväljana. Ümberpöördult järeldati siit, et ka elektromagnetilistel lainetel on valguslainete omadused. Paarkümmend aastat hiljem (1888. a.) avastas Hertz tõepoolest elektromagnetilised lained ja uuris nende loomust (vt. ptk. VII).

Elektromagnetilise valgusteooria võidukäigu põhjustas see, et ta kõigepealt lahendas kõik probleemid, mille lahendamisega tegeles ka elastsete võngete optika, lisaks sellele suutis veel ennustada terve rea uusi nähtusi ning rajada tee raadiotehnika arengule. Väga tähtsaks argumendiks uue teooria kasuks osutus Moskva Ülikooli professori P. N. Lebedevi töö tulemus. Lebedev mõõtis eksperimentaalselt valguse rõhu suurust tahketele pindadele (1899. a.), mis vastas Maxwelli teoorias teoreetiliselt saadud rõhu suurusele.

Valguse kui eetri mehaanilise lainetusteooria läbikukkumine on veenvaks tõendiks dialektilise materialismi õpetusele liikumise kvalitatiivselt erinevatest vormidest. Loodus ise näitas, et ei ole võimalik ammendavalt kirjeldada liikumise kõrgemaid vorme madalamate kaudu. Nii näiteks kujutab valguse levimine endast liikumise kõrgemat vormi, võrreldes mehaanilise liikumisega, s. o. keha asendi muutumisega ruumis. Liikumisvormide kvalitatiivne erinevus põhjustab omakorda liikumisseaduste erinevuse. Seega valguse levimist ei saa taandada ühegi keskkonna (eetri) mehaanilisele liikumisele.

186. Valguse dualistlik loomus. Tänapäeval on teada, et lainelise loomuse kõrval on valgusel samaaegselt ka omadusi, mis viitavad ta korpuskulaarsele olemusele; teiselt poolt on aga neil aineosakestel ehk korpusklitel vastavate tingimuste puhul lainetusele iseloomulikke omadusi.

Kvantideteooria järgi koosneb elektromagnetiline kiirgus osakestest ehk f o o t o n i t e s t. Relatiivsusteooria põhjal on footonil olemas teatav m a s s ja i m p u l s s, seega omadused, mis on aineosakestel, korpusklitel. Mida suurem on sagedus, s. t. mida lühem on lainepikkus, seda suurem on footoni energia ja seda selgemini tuleb nähtavale kiirguse korpuskulaarne loomus. Kiirguse korpuskulaarsed omadused on kergesti uuritavad röntgenikiirte ja radioaktiivse kiirguse puhul. Valguskiirguse puhul on aga samaaegselt vaadeldavad niihästi korpuskulaarsed kui ka lainelised omadused. Veelgi pikemate lainetega kiirguse puhul, nagu seda on infrapunane kiirgus, on juba raske katseliselt tõestada nende kiirte korpuskulaarset loomust, sest footonite energia on selleks liiga väike.

187. Koherentsed[1] valgusallikad. Teoreetiliselt ja eksperimentaalselt uuris valguslainete interferentsinähtusi Fresnel, kes andis selle tulemusena ühe tähtsama tõestuse Huygensi vaatele valguse lainelisest loomusest. Fresneli katsete lähtepunktiks oli

[1] *Cohaerere* (lad. k.) — seoses olema.

väide, et kaks lainet, mis on võrdsed amplituudilt ja võnkesageduselt (seega ka lainepikkuselt), kustutavad interferentsi korral liikumise selles punktis, kus nende lainete käiguvahe võrdub poole lainepikkusega või on selle paaritu arv kordne. Pearaskus aga ongi kahe niisuguse valguslaine tekitamises, mis võnguksid sünkroonselt ja — analoogiat kasutades — võimaldaksid saada veepinnal tekkivate lainete interferentsivälju.

Kahte samasihilist lainetust, mis on täpselt sama lainepikkusega ja säilitavad vaatlusaja kestel konstantse faaside vahe, nimetatakse koherentseteks. Kui faaside vahe vaatlusaja jooksul korrapäratult muutub, on tegemist mittekoherentsete võnkumistega. Harmooniliste sama lainepikkusega võnkumiste puhul säilib konstantne faaside vahe piiramata aja kestel; sel korral on koherentsus endastmõistetav ning interferentsi tekitamine on kerge. Ühepikkusi laineid nimetatakse monokromaatilisteks laineteks.

Optikas ei ole võimalik kasutada interferentsikatsetes kahte eraldi asetsevat valgusallikat, ka mitte sama valgusallika kahte punkti. Selgitame lühidalt selle põhjust.

Valguse tekkimine on seotud aatomis toimuvate protsessidega. Valgusallikat peame kujutlema koosnevana tohutust hulgast valguspunktidest, mis kiirgavad üksteisest sõltumatult. Iga üksik valguspunkt kiirgab elektromagnetilisi laineid katkendlikult ja väga lühikese ajavahemiku vältel.

Selle ajaga levib ruumis vaid üksik lainejada. Järgnev paus on suhteliselt pikema kestusega. Üksik jada on koherentne. Elektrilise vektori, nn. valgusvektori muutumine toimub siin ühes kindlas tasapinnas, nii nagu pikkade elektromagnetiliste lainete puhul.

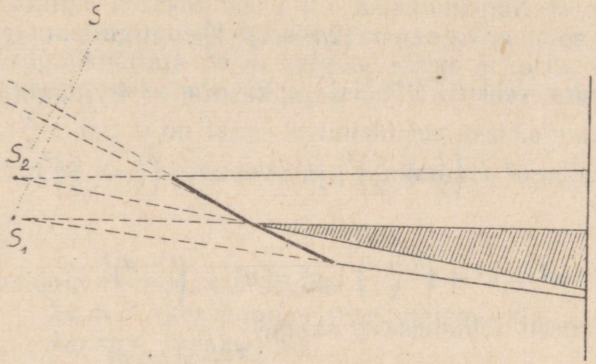
Loomulik valgus koosneb praegu kirjeldatud lainetustest. Meie silm võtab vahetpidamata vastu valguspunktist levivaid lainejadasid, millest igaüks on ise faasis ja erineva polarisatsioonitasapinnaga, ilma mingi korrapärasuseta.

Fresnel näitas (1818) tee kahe koherentse laine süsteemi saamiseks. Selleks on tarvis kiirgus peegeldumise või murdumise teel lahutada kahte ossa ning seejärel, kui kumbki neist on läbinud erinevad teepikkused d_1 ja d_2, nad uuesti kokku viia punktis P. Seega kohtuvad sama valgusallika poolt erinevatel ajamomentidel tekitatud lained, kusjuures hilinemine teineteise suhtes on niivõrd väike, et koherentsus säilib.

188. Fresneli peeglikatse. Esimeseks katseks, mis näitas valguse interferentsi ja tõestas, et valgust on võimalik kirjeldada lainetusena, oli Fresneli korraldatud peeglikatse (joon. 314).

Kaks hästi lihvitud tasandpeeglit on kallutatud teineteise suhtes väga väikese (mõneminutilise) nurga all nii, et kitsas val-

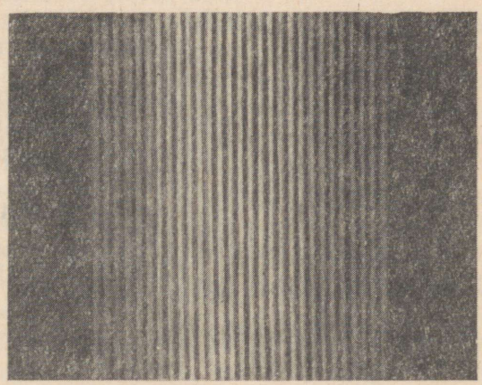
guspilu S on paralleelne peeglite tasapindade lõikejoonega. S_1 ja S_2 on valgusallika pilu S ebakujutised. Näivatest valgusallikatest S_1 ja S_2 väljuvad koherentsed lainejadad. Joonis 316 selgitab, kuidas tekivad valgustuse maksimumid ja miinimumid ekraanil E. S_1 ja S_2 on koherentsete valguspilude keskpunktid. Pilud valgustavad ekraani E. MO on keskristsirge lõigule $S_1S_2 = l$ ja lõikab ekraani punktis O.



Joon. 314. Fresneli peeglikatse.

Olgu a suur, võrreldes pikkusega l (näit. $l = 1$ mm, $a = 1000$ mm).

Piirdume punkti O lähedal asetseva punkti P vaatlusega ekraanil. Siis võime piludest S_1 ja S_2 punkti P suunas levivaid valgusvõnkeid vaadelda samasuunalistena. Olenevalt sellest, kas lainete



Joon. 315. Fresneli kaksikpeeglikatse puhul saadud interferentsribad.

teepikkuste vahe $S_1P - S_2P$ võrdub paaritu või paarisarvkordse poollainepikkusega $\lambda/2$, võib interferentsi tõttu punktis P tekkida kas valguse kustumine või tugevnemine. Keskpunktis O valgustus

kindlasti tugevneb, sest $S_1O = S_2O$. Sama olukord on joonisel pinnale lähedastes paralleelsetes tasapindades. Seepärast monokromaatilise valguse puhul ekraanil tekkiv interferentspilt koosneb keskmisest heledast ribast ja reast paralleelseist heledaist külgribadest, mida eraldavad tumedad vaheribad (vt. joon. 315).

Olgu punkt P näiteks n-ndal tumedal ribal. Siis vastav teepikkuste vahe, kui tähistada $S_1P = x$, $S_2P = y$, on

$$x - y = (2n - 1) \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Tähistades veel $2 \cdot OP = d$ ja kasutades Pythagorase lauset, saame

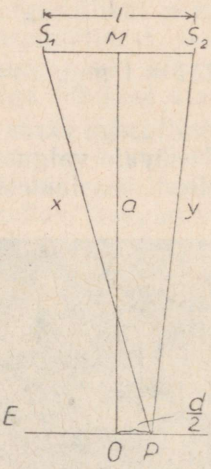
$$x^2 = a^2 + \left(\frac{l}{2} + \frac{d}{2}\right)^2; \text{ ja } y^2 = a^2 + \left(\frac{l}{2} - \frac{d}{2}\right)^2,$$

siit

$$x^2 = a^2 + \left(\frac{d+l}{2}\right)^2, \; y^2 = a^2 + \left(\frac{l-d}{2}\right)^2.$$

Lahutades need teineteisest, saame

$$x^2 - y^2 = dl$$



Joon. 316. Fresneli ribade selgitus.

ehk

$$(x + y)(x - y) = dl. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Arvestades l väiksust võrreldes a-ga, s. t. $x + y = 2a$, saame valemi (1) põhjal

$$(2n - 1)\, a\lambda = dl, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

mis esimese tumeda riba jaoks ($n = 1$) annab seose

$$a\lambda = dl. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Teades monokromaatilise valguse lainepikkust λ, valgusallikate omavahelist kaugust l ning nende kaugust ekraanist a, võib ekraanil E määrata kohad, kus valgus interfereerumisel peab kustuma, s. t. kus tekivad valgustuse miinimumid.

Fresnel, vastupidi, mõõtis a, l ja d ning kasutas valemit

$$\lambda = \frac{dl}{a}$$

valguse lainepikkuse leidmiseks. Kauguse d mõõtis ta mikromeetri ja luubi abil.

189. Optiline teepikkus. Interferentsikatsetes ei ole tähtis kahe punkti vaheline geomeetriline kaugus, vaid sinna mahtuvate val-

guslainete arv, sest see määrab vaadeldava võnkumise faasi antud punktis.

Fresneli peeglikatse puhul rääkisime lainete teepikkuste vahest ja mõõtsime seda kasutatava valguse lainepikkustes. Kumbki laine levis samas keskkonnas, õhus. Seepärast lahutades lainete geomeetrilised teepikkused teineteisest, saame lainete teepikkuste vahe ehk käiguvahe mõõdetuna lainepikkustes. Tähistame lainepikkuse vaakuumis tähega λ_0. Kui aga üks laine levib näit. vaakuumis, teine — mingis keskkonnas, mille murdumisnäitaja on n, siis on lainete levimistingimused hoopis erinevad. Nimelt on keskkonnas, mille murdumisnäitaja on n, valguse kiirus n korda väiksem valguse kiirusest vaakuumis. See järeldub murdumisseadusest $n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c}{v}$, kus v on laine levimiskiirus keskkonnas murdumisnäitajaga n ja c — valguse kiirus vaakuumis. Seega

$$v = \frac{c}{n}.$$

Põhivalemit rakendades saame

$\lambda\nu = v$ (keskkonnas murdumisnäitajaga n)
$\lambda_0\nu = c$ (vaakuumis),

millest

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c},$$

s. t. et keskkonnas murdumisnäitajaga n on lainepikkus λ n korda väiksem kui lainepikkus vaakuumis:

$$\lambda = \frac{\lambda_0 \cdot v}{c} = \frac{\lambda_0}{n}.$$

Seega mingis keskkonnas mahub antud lõigule, s. t. geomeetrilisele teepikkusele, laineid n korda rohkem kui vaakuumis. Niisugune geomeetriline teepikkus, kuhu vaakuumis mahuks niisama palju laineid kui teepikkusele l keskkonnas (n), on järelikult n korda pikem kui l. Korrutist $n \cdot l$, s. o. geomeetrilise teepikkuse korrutist keskkonna murdumisnäitajaga nimetatakse optiliseks teepikkuseks.

Kui $n_1 l_1 = n_2 l_2$, siis on käiguvahe null ja valguskiire kaks teepikkust seetõttu optiliselt ekvivalentsed ehk samaväärsed. Niisuguseid teepikkusi ei saa pidada geomeetriliselt võrdseiks, kuigi valgus läbib nad sama ajaga.

Kui üks laine kulgeb teepikkuse l_1 vaakuumis ja teine teepikkuse l_2 mingis teises keskkonnas (n), siis nende lainete käiguvahe ehk optiliste teede vahe (δ) avaldub järgmiselt:

$$\delta = nl_2 - l_1,$$

sest vaakuumis $n = 1$.

Sellele käiguvahele δ vastav lainete arv on

$$\frac{nl_2 - l_1}{\lambda_0}.$$

Kui käiguvahe on näit. $\frac{\lambda_0}{2}$ $\left(\text{lainete arv } \frac{1}{2}\right)$, siis vastav faaside vahe on $2\pi \cdot \frac{1}{2} = \pi$ ehk 180°, s. t. võnkumine toimub antud punktis vastasfaasis.

Käiguvahele $nl_2 - l_1$ vastav faasidevahe ($\Delta\varphi$) on

$$\Delta\varphi = 2\pi \cdot \frac{nl_2 - l_1}{\lambda_0}.$$

190. Õhukeste kelmete värvus. Läbipaistvad kehad, võetuna küllalt õhukestes kihtides, paistavad mitmevärvilistena, kui neid valgustada valge valgusega. See nähtus seletub kelme esi- ja tagaküljelt peegeldunud kiirte interfereerumisega. Seda võime näha seebikilel, veepinnal asuval õlikihil, karastatud ja järelelastud terase pinnal jne.

Olgu õhukese kelme paksus d (joon. 317) ja langegu ta esipinnale valgus kauge valgusallika mingist punktist S. Sel korral moodustavad kiired SA ja SB väga väikese nurga ning laine front levib praktiliselt tasalainena, moodustades pinna normaaliga nurga α. Kiir, nagu teada, tähendab meil laine levimissuunda. Interferentsi tekitamiseks kahe vajaliku koherentse laine saamine on käesolevai juhul võimalik selle valguslaine lahutamisel kelme esi- ja tagaküljelt peegeldumise tõttu. Punktis B kohtuvad seega kaks koherentset lainet, millel on teatud käiguvahe, kuid mis erinevad valguse intensiivsuselt, sest peegeldumisel ja murdumisel ei kahane nende intensiivsus võrdselt. Osa lainest läbib tee $SACBx$, teine osa — tee SBx. Olenevalt käiguvahest, mida põhjustab ühe laine mahajäämine teisest õhukeses kelmekihis, tekib suunas Bx valguse interferents. Kalde α muutudes muutub ka käiguvahe ning ühes sellega ka interferentspilt.

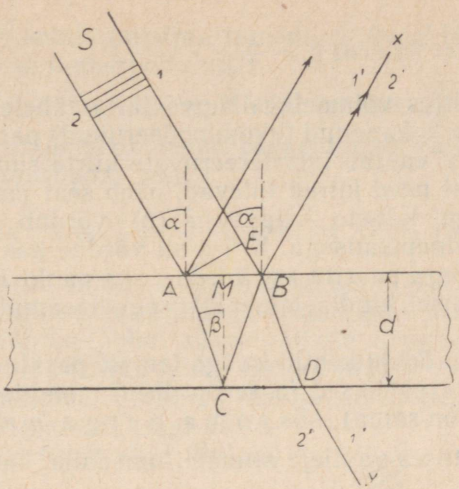
Käiguvahe arvutamine ei ole raske. Kiired SA ja SB asuvad, nagu öeldud, väga lähestikku ja on paralleelsed, sest AB on õhukese kelme puhul tühise pikkusega, võrreldes kaugusega valgusallikast. Punktid A ja E kui sama lainepinna punktid võnguvad samas faasis. Siit alates aga levimistingimused muutuvad. Kiir SB läbib lõigu EB õhus; kiir SA aga läbib tee ACB keskkonnas, kus murdumisnäitaja on n.

Käiguvahe (δ) on seega võrdne vastavate optiliste teede vahega

$$\delta = n \cdot (AC + CB) - EB.$$

Jooniselt 317 näeme, et

$$EB = AB \cdot \sin\alpha = 2 \cdot AM \cdot \sin\alpha = 2d \cdot \tan\beta \cdot \sin\alpha,$$



Joon. 317. Õhukeste kelmete värvuse tekkimine.

kus α on langeva kiire ja β — murduva kiire ning normaali vaheline nurk. Veel selgub, et

$$AC = \frac{d}{\cos\beta} = CB.$$

Et murdumisseaduse põhjal

$$\sin\alpha = n \cdot \sin\beta,$$

siis

$$\delta = \frac{2 \cdot n \cdot d}{\cos\beta} - 2d \cdot \tan\beta \cdot \sin\alpha =$$

$$= \frac{2 \cdot n \cdot d}{\cos\beta}\ (1 - \sin^2\beta) = 2nd\cos\beta\ . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Saadud seosele võime anda kuju

$$\delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha},$$

sest $\cos\beta = \sqrt{1 - \sin^2\beta}$ ja, viies n ruutjuure märgi alla, saame $\delta = 2d\sqrt{n^2 - n^2\sin^2\beta}$. Et aga $n^2\sin^2\beta = \sin^2\alpha$ (vt. ülal), siis saamegi pärast asendamist valemi nõutaval kujul.

Peame aga arvestama veel üht asjaolu. Nimelt peegeldumisel vastu optiliselt tihedamat keskkonda punktis B muutub laine faas $\pm\pi$ võrra, s. o. endisele vastupidiseks, mis käiguvahes tähendab poolt lainepikkust $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$. Kelmes murdunud, selle tagapõhjalt peegeldunud ja siis uuesti kelmet läbinud kiirega seda ei juhtu. [1]

[1] Praegu kirjeldatud valguslainete puhul kehtiva nähtusega tutvusime juba akustikas. Sama nähtus esineb ka pikkade elektromagnetiliste lainete puhul (pee-

Järelikult $\delta = 2nd \cos \beta + \frac{\lambda}{2}$ . . . . . (2)

Lihtsuse mõttes võime faasihüppe jätta tähele panemata.

Silm, mis on kohanenud (akommodeerunud) paralleelsetele kiirtele 1′ ja 2′, s. t. vaatab interfereeruvate kiirte suunas kelme seda punkti (*B*), kust need kiired tulevad, näeb seal maksimaalset valgustust siis, kui lainete käiguvahe (δ) võrdub paarisarvkordse poollainepikkusega. Kui δ on võrdne kas poollainepikkusega või on sellega paaritu arv kordne, siis punkt *B* on tume (muidugi valgustamisel kindla lainepikkusega ja amplituudidelt võrdsete lainetega).

Kiire *S* kohta öeldu kehtib ka iga temale paralleelse kiire kohta. Seega kui kelme paksused ja ta optilised omadused on igal pool ühesugused (*n* on sama), siis sama nurga α all vaadates näib kelme kogu ulatuses vaatleja silmale tumedana, kui δ võrdub $\frac{\lambda}{2}$ või selle paaritu arv kordsega.

Langemisnurga (α) muutmisel muutub ka optiliste teepikkuste *ACB* ja *EB* vahe ning kustumist ei tarvitse esineda. Liigutades niisugust õhukest kelmet silmade ees, võib ta meile monokromaatilise valguse puhul näida heledamana või tumedamana, olenevalt nurgast, mille all teda vaadelda. Valge valguse juures võib kustumine esineda teatud langemisnurga α puhul ainult ühe värvuse, näit. punase ($\lambda = 0{,}76\,\mu$) jaoks, siis kui käiguvahe on paaritu arv poollainet (näit. kas $0{,}38\mu$ või $3 \cdot 0{,}38\mu$ jne.). Sel korral helgib kelme vastavas täiendvärvuses (praegusel juhul mingis rohekas värvivarjundis), kui nurk α ja kelme paksus ei muutu.

Kelmet läbivas valguses on olukord erinev. Kiir 2, peegeldudes kelmes kahel korral vastu hõredamat keskkonda (näit. seebikile õhus), väljub lõpuks kelme tagaküljelt ilma faasihüppeta. Saame vastupidise pildi sellele, mida nägime peegeldunud valguse juures. See järgneb energia jäävuse seadusest, mille kohaselt kelmele langenud valgusenergia peab võrduma kelmelt peegeldunud ja seda läbinud valgusenergia summaga. Seepärast kui kelme heledus peegeldunud valguses näib minimaalsena, paistab ta läbivas valguses olevat maksimaalne. Läbiv valgus ei saa kunagi kustuda, sest kiirte 2″ ja 1″ amplituudid (ja seega ka valguse intensiivsused) ei ole võrdsed. Võib esineda vaid tugev valguse nõrgenemine.

Kui kiired langevad kelmele risti, s. o. kui $\alpha = 0$, siis optiliste teepikkuste vahe ehk käiguvahe

$$\delta = 2nd.$$

Sellest järeldame, et neis kohtades, kus kelme optiline paksus $d \cdot n$ on veerandlainepikkune või selle paaritu arv kordne, peab

geldumine metallplaadilt Hertzi katsetes). Vastkästletud juhtumil muutub peegeldumisel kelme esipinnalt õigupoolest ainult laine elektrilise vektori (valgusvektori) faas, magnetilise vektori faas aga muutub vastupidiseks peegeldumisel kelme tagaküljelt.

läbivas valguses kelme paistma tumedana, peegeldunud valguses aga heledana — ja ümberpöördult.

Kui kelme paksus on tunduvalt väiksem kui $\frac{\lambda}{2}$, siis võib võtta $d = 0$. Sel korral paistab kelme peegeldunud valguses ka valge valguse puhul tumedana, sest

$$\delta = 2n \cdot 0 + \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2} \quad \text{iga värvi kiirte jaoks.}$$

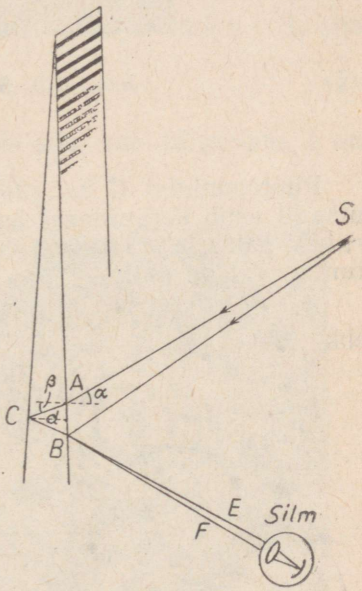
Kui kelme ei ole õhuke, s. t. kui d on suur, siis mahub temasse lainepikkusi λ väga suurel arvul. Sel juhul kaks naabermaksimumi erinevad interferentsi puhul väga väikese nurga $\Delta\delta$ võrra. Igal maksimumil on oma teatud laius, sest kasutatav valgus ei saa olla täiesti monokromaatne. Seepärast hakkavad interferentsimaksimumid üksteisele liginema, isegi kattuma, ja nähtavale tuleb vaid ühtlane tagapõhi.

191. Newtoni rõngad. Seebikelme, mis ripub traatkontuuri abil vertikaalses asendis, vajub oma raskuse mõjul kiilutaoliselt allpool paksenevaks kihiks (joon. 318). Monokromaatse valguse puhul märkame, et kelme pealispind on viirutatud vaheldumisi tumedamaiks ja heledamaiks ribadeks, mis on paralleelsed kiilu servaga.

Ribade tekkimist saab selgitada järgmiselt. Kui SA ja SB (joon. 318) on küllalt lähedased, siis käiguvahe δ avaldub kujul (faasihüpet arvestada!)

$$\delta = 2nd \cos \beta + \frac{\lambda}{2},$$

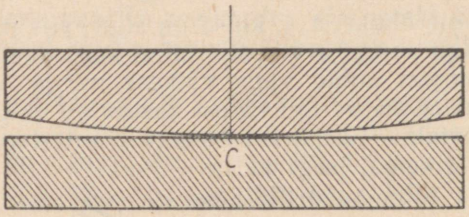
kus β on kiirte AC ja CB ning kelme pinna normaali vaheline nurk. Kui kohandada silm või optiline riist kelme pealispinnale, siis interfereeruvad kiirte BE ja BF pikendused punkti B kujutises muutmatu käiguvahega, sest n, d ja β jäävad samaks. Seega olenevalt käiguvahest on punkt B kas heledam või tumedam.



Joon. 318. Interferentsinähtus õhukeses kiilutaolises kelmes.

Kuna kelme paksus d kohast kohta muutub, siis näemegi kelmel monokromaatilise valguse puhul heledaid ja tumedaid ribasid. Viimaseid nimetatakse *samapaksuse ribadeks*, sest nad vastavad kohtadele, kus kelme paksus $d = \text{const}$. Nurk β peab jääma samal vaatlusel konstantseks. Valges valguses kattub kelme pind vikerkaarevärviliste ribadega.

Kiilutaolise õhukese kelme asemel võib kasutada ka õhukihti, mis saadakse suure kõverusraadiusega R tasakumera klaasläätse asetamisel siledaks lihvitud tasaparalleelsele klaasplaadile (joon. 319). Selle abil saab tekitada nn. Newtoni rõngaid. Läätse ja plaadi puutepunktis C on õhukihi paksus (d) null. Sellest punktist eemaldumisel hakkab aga õhukiht paksenema. Õhukihi s a m a paksusega kohtades näeme kontsentrilisi ringe ümber C. Mida paksem on õhukiht, seda suurem on vastava ringi raadius r.



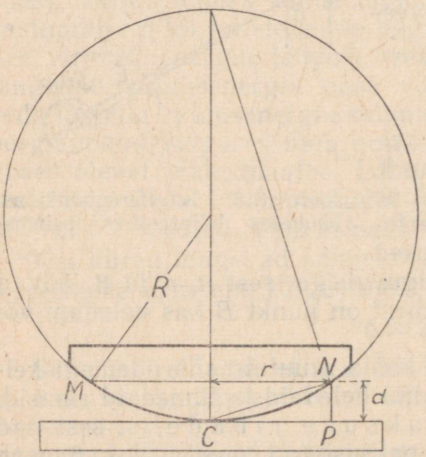
Joon. 319. Seadis Newtoni rõngaste saamiseks.

Puutepunktist C kaugusel r asetsev punkt P tasaparalleelsel plaadil asub kerapinnast kaugusel d (joon. 320). Seose raadiuse r, kihi paksuse d ja kõverusraadiuse R vahel leiame geomeetriast tuntud valemi abil

$$d \cdot (2R - d) = r^2$$

ehk

$$2Rd - d^2 = r^2.$$



Joon. 320. Newtoni rõngaste tekkimise selgitamiseks.

Praktikas mõõtub R suurus meetrites, d aga — mm murdosades, seepärast võime valemist d^2 ära jätta. Tulemusena saame

$$d = \frac{r^2}{2R} \quad . \quad . \quad (1)$$

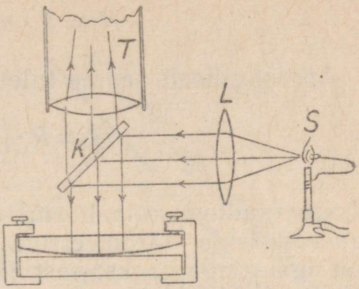
Newtoni rõngaste saamiseks laseme monokromaatilisel valgusel langeda risti läätse tasapinnale, kasutades selleks peeglina klaasplaati K (joon. 321). Õhukihilt peegeldunud kiired satuvad läbi väikese suurendusega mõõtemikroskoobi T vaatleja silma. Rõngaid näeme teravalt ainult siis, kui akommodeerime silma muutuva paksusega õhukihile, sest lainete interferee-

rumine toimub just selle õhukihi ja läätse vahepiiril. Tekkivate Newtoni rõngaste foto on toodud joonisel 322.

Õhukihi esi- ja tagaküljelt peegeldunud kahe interfereeruva kiire optiliste teepikkuste vahe ehk käiguvahe on §-s 190 toodud valemi (2) põhjal

$$\delta = 2nd \cos \beta + \frac{\lambda}{2},$$

arvestades poollaine kaotust peegeldumisel.

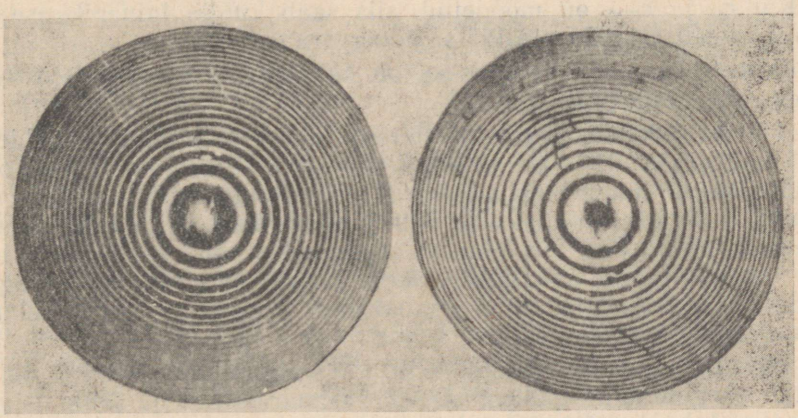


Joon. 321. Katsekorraldus Newtoni rõngaste mõõtmiseks.

Et aga antud juhul $\beta \approx 0$ ja murdumisnäitaja õhus $n \approx 1$, siis

$$\delta = 2d + \frac{\lambda}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Punkti P läbiva tumeda rõnga saame siis, kui käiguvahe δ on võrdne paaritu arvuga poollainepikkusi.



Joon. 322. Newtoni rõngad peegeldunud ja läbivas valguses.

Seega

$$2(m+1)\frac{\lambda}{2} = 2d + \frac{\lambda}{2},$$

millest

$$2d = m\lambda,$$

kus m on täisarv.

Asendades siit d varem saadud valemis (1), saame

$$\frac{m\lambda}{2} = \frac{r^2}{2R} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$r^2 = R \cdot m \cdot \lambda \quad \text{tume ring} \quad (4)$$

Analoogiliselt saame tuletada valemi heledale ringile

$$r^2 = R \cdot \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad \text{hele ring} \quad (5)$$

Rõnga raadiust r saab mõõtemikroskoobi abil mõõta täpselt, R aga võib leida sfäromeetriga. Raskem on määrata m arvulist suurust iga rõnga jaoks, sest jääb teadmata, kas plaat ja lääts on vahetus kokkupuutes.

Seepärast mõõdame m-nda ja $(m + k)$-nda tumeda rõnga raadiused r_m ja r_{m+k}.

Lainepikkuse λ saame, kui lahutame vastavalt r_m ja r_{m+k} jaoks kirjutatud võrrandid:

$$r^2_{m+k} - r^2_m = R \cdot (m + k)\lambda - R \cdot m \cdot \lambda = R \cdot k \cdot \lambda,$$

seega

$$\lambda = \frac{r^2_{m+k} - r^2_m}{R \cdot k} \quad (6)$$

Kui r_m ja r_{m+k} on mõõdetud, siis saab kindla lainepikkuse λ puhul katseliselt määrata läätse kõverusraadiust R.

Lainepikkuse λ määramiseks on ka täpsemaid meetodeid kui valemi (6) abil arvutamine.

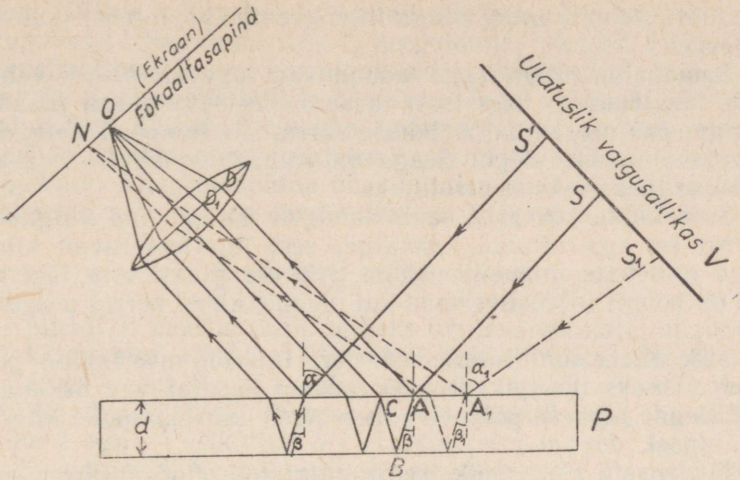
192. Samakalde ribad. Interferentsiribade tekkimine peegeldunud valguses õhukese kelme puhul või Newtoni rõngaste katses on tingitud kelme muutlikust paksusest. Neis kohtades, kus paksus ei muutu, tekivad samapaksuse interferentsiribad. Viimaseid saab vaadelda ainult siis, kui silm on akommodeerunud kelme pinnale, kus tegelikult toimubki koherentsete lainete liitumine ehk, nagu öeldakse, superpositsioon: samapaksuse jooned on nagu kelme pinnale joonistatud.

Sootuks teine liik ribasid tekib, kui valguse interferentsi põhjustab peegeldumine paksu, täpselt tasaparalleelse ja läbipaistva plaadi kahel tahul juhul, kui valgus langeb sellele mitmes suunas. Need ribad ei ole enam «joonistatud plaadi pinnale», nagu õhukeste kelmete puhul, vaid selleks, et neid näha, peab silma kohandama lõpmatusse vaatamiseks või kasutama lõpmatusse teravustatud pikksilma. Seda liiki ribade rakenduslik tähtsus on väga suur.

Nende tekkimist selgitab joonis 323.

Valgusallikas V on suuremate mõõtmetega (võib kasutada ka hajutatud valgust). Plaat P on täpselt tasaparalleelne. S, S', S_1 on valgusallika üksikud punktid.

Vaatleme näiteks kiire SA käiku. Jõudes plaadini ta osaliselt peegeldub suunas AD, osaliselt murdub ja peegeldub plaadi alumiselt pinnalt punktis B ning pärast väljumist kulgeb suunas CD_1.



Joon. 323. Samakalde ribade tekkimine.

Peegeldumine plaadilt, nagu jooniselt näha, võib olla korduv, kuid osa kiirest väljub ikkagi plaadist. Kõik need peegeldunud kiired on plaadi täpse tasaparalleelsuse tõttu omavahel täiesti paralleelsed ja lääts koondab nad fokaaltasapinna punkti O, tekitades interferentspildi. Samasse punkti O tulevad ka valgusallika teistest punktidest (näit. S') lähtunud kiired, kui nende suund on SA-ga paralleelne. Omavahel aga ei ole need kiired enam koherentsed, sest nad väljuvad valgusallika eri punktidest. Pärast peegeldumist plaadi ülemiselt ja alumiselt küljelt annavad nad aga terve rea koherentseid kiiri, sest nende käiguvahed

$$\delta = 2nd \cos \beta + \frac{\lambda}{2} \text{[vt. § 190, (2)]}$$

on võrdsed, kuna n, d ja β ei muutu, ja valgusallikas on oletusekohaselt monokromaatiline. Kui vaatleja silm asub punktis O, siis näib kogu plaadi pind olevat valgustatud ühtlaselt. Teistsuguse kaldega kiired (S_1A_1) annavad läätse fokaaltasapinnal kujutise teises punktis (N).

Plaadi absoluutse tasaparalleelsuse puhul tekivad ekraanil samakalde interferentsijooned. Käesolevas näites on nendeks ühise keskpunktiga ringid. Silm võib samakalde ringe (ehk rõngaid) näha ainult siis, kui ta on akommodeerunud lõpmatusse vaatamiseks.

Võrdluseks samapaksuse ringidega (Newtoni rõngad) rõhutame, et samakalde ringide asend ei olene valgusallika kaugusest, vaid ainult kiirte kaldest (β). Suurendades valgusallika mõõtmeid, tekib rohkem neid punkte, millest lähtuvad kiired langevad sama kalde (β) all paralleelsete kiirte kimbuna ning mis läätse abil

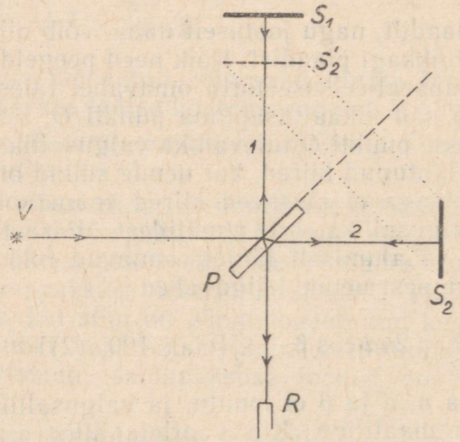
koondatakse ekraanile. Seega interferentspildi intensiivsus kogunī tugevneb.

Samakalde rõngad aga moonduvad tugevalt plaadi vähimalgi kõrvalekaldumisel ideaalsest tasaparalleelsusest. Kui plaadi paksus muutub veerandlainepikkuse võrra, siis tumedad rõngad vahetavad koha heledatega. Seega on samakalde kõverad tasaparalleelsuse ideaalseks kontrollijaks.

Samakalde kõveraid saab vaadelda ka läbinud valguses. Sel korral on aga rõngad kahvatud, sest interfereeruvad kiired on väga erinevate intensiivsustega. Näiteks plaati otse läbivad kiired on hoopis intensiivsemad kui plaadis kahel korral peegeldunud kiired.

193. Michelsoni interferomeeter. Interferomeetrid on peaasjalikult täpseks lainepikkuse mõõtmiseks kasutatavad mõõteaparaadid. Nende tegevus põhineb koherentsete kiirtekimpude interferentsinähtusel.

Michelsoni (loe: maikelsoni) interferomeeter on üheks sellelaadiliseks riistaks. Interferomeetri kui erakordselt täpse riista prak-



Joon. 324. Michelsoni interferomeetri skeem.

tiline kasutamine on väga keerukas, kuid põhimõtteline külg toetub eelmises paragrahvis käsitletud nähtusele. Nimelt, kujutledes ideaalselt täpset tasaparalleelset õhukihti, võime samakalde interferentsiringe tekitada selle õhukihi esi- ja tagaküljelt peegeldunud kahe koherentse tasalaine (kiire) abil.

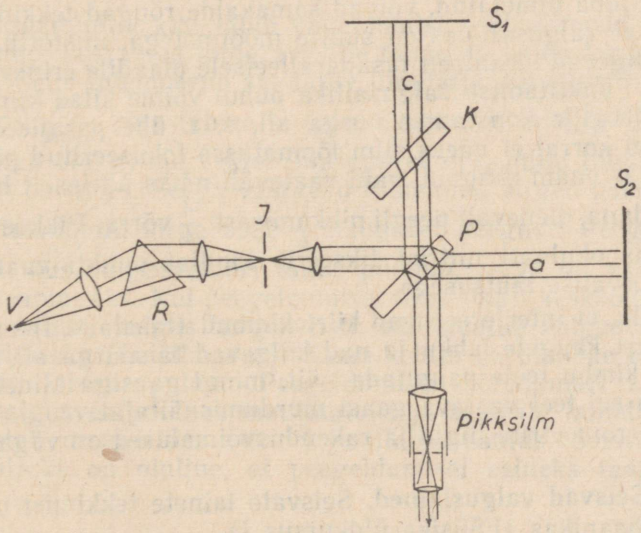
Olgu *V* joonisel 324 valgusallikaks, millest lähtuvad lained kohtavad klaasplaati *P*, mis asetseb lainefrondiga 45° nurga all. Plaadi *P* valgusallika poole pööratud tahk olgu hõbetatud pooleldi läbipaistvaks, nii et peegeldunud kiire ja plaati läbinud kiire inten-

siivsused jääksid omavahel ligikaudu võrdseks. Peeglid S_1 ja S_2 olgu tugevasti hõbetatud. Kiir 1, peegeldudes peeglilt S_1 ja läbides tagasiteel plaadi ühel korral, suundub pikksilma R. Siia jõuab ka peeglilt S_2 peegeldunud kiir, mis on aga vahepeal plaadi P läbinud kolmel korral. R suunas levivad lained on koherentsed, sest nad on saadud sama tasalaine jaotamisel; nad annavad näiteks objektiivi fokaaltasapinna ühes kindlas punktis teatava interferentsiefekti, näit. lainete kustumise, kui käiguvahe võrdub

$$\frac{\lambda}{2} \text{ või } 3 \cdot \frac{\lambda}{2} \text{ või } 5 \cdot \frac{\lambda}{2} \text{ jne.}$$

Kui plaadi P paksus jätta hetkeks arvesse võtmata, siis kiirte 1 ja 2 käiguvahe võrduks lihtsalt nende optiliste teepikkuste vahega õhus — ehk teisiti — olukord oleks täpselt seesama, nagu siis, kui kiir 1 peegelduks tasaparalleelse õhukihi $S_1S'_2$ tagaküljelt S_1, laine 2 aga — esiküljelt S'_2 (faasihüpe π langeb seega siin välja). S'_2 on peegli S_2 ebakujutiseks peegeldumisel plaadi P hõbetatud tasapinnalt. Pikksilmas R vaadeldav interferentsiefekt on niisugune, nagu kiire peegeldumisel õhukihilt $S_1S'_2$.

Plaadi P paksust on tegelikult kerge kompenseerida. Selleks paigutas Michelson kiire 1 teele läbipaistva, hõbetamata plaadi, mille ülesandeks on kaotada lisa-käiguvahe, mis tekib sellest, et kiir 1 läbib klaasplaadi P ainult ühel, laine 2 aga kolmel korral. Joonisel 325, mis kujutab katsekorraldust Michelsoni interferomeetriga, on see plaat märgitud tähega K (kompensatsiooniplaat). Kiir 1 läbib siin klaasplaadi samuti kolmel korral.



Joon. 325. Täielikum Michelsoni katsekorraldus. V, R ja I on vajalikud punase kadmiumijoone tekitamiseks.

Kui peeglid S_1 ja S_2 on omavahel täpselt risti ja P poolitab nendevahelise nurga, siis S_1 ja ebakujutis S'_2 piiravad ideaalset tasaparalleelset õhukihti. Mõlema laine optiliste teepikkuste võrdsuse puhul langevad S_1 ja S'_2 ühte; esineb lõpmata õhukese kelme juhtum, kus käiguvahe on null, sest faasihüpe π langeb ära. Mida enam kaugused PS_1 ja PS_2 erinevad, seda paksem on õhukiht $S_1S'_2$ ja seda suurem on lainete käiguvahe. Viimane oleneb nüüd kiirte kaldenurgast. Seda juhtumit käsitlesime §-s 192. Michelsoni interferomeetris on mõeldud muutuva paksusega «õhkplaati» $S_1S'_2$.

Kui nihutada peeglit P paralleelselt iseendaga kiire sihis veerandlaine $\frac{\lambda}{4}$ võrra, siis muutub käiguvahe $\frac{\gamma}{2}$ võrra ja heledad samakalde rõngad nihkuvad tumedate rõngaste kohale ning ümberpöördult. Lugedes neid helelduste muutusi peegli paralleelsel nihutamisel täpselt teadaoleva lõigu võrra, saab määrata lainepikkust. Michelson kasutaski seda põhimõtteliselt lihtsat, aga praktiliselt erakordselt rasket teed algmeetri võrdlemiseks tuntud valguslaine pikkusega ja leidis, et 1 m = 1553164,13 kadmiumispektri punase joone lainepikkust — või teisiti — kadmiumispektri punase joone lainepikkus $\lambda = 6438{,}4722$ Å.

Peeglitevahelise kauguse S_1P ja S_2P suurenedes suureneb tohutult interfereeruvate kiirte käiguvahe, mis võib ulatuda miljonitesse lainepikkustesse. Kasutatav kiirgus peab sel juhul olema täpselt monokromaatiline, s. t. kiirgus peab kuuluma väga kitsasse spektraalvahemikku; ka peavad kiired langema täiesti risti peeglitele S_1 ja S_2. Kogu aparatuur peab olema täpselt tsentreeritud.

Nagu juba nimetatud, võivad samakalde rõngad tekkida ainult seetõttu, et valgusallikas on suurte mõõtmetega, mistõttu valguslained langevad ideaalselt tasaparalleelsele plaadile erinevate nurkade all. Punktitaolise valgusallika puhul võime kitsa kiirtekimbu juhtida peeglile konstantse nurga all, s. t. ühe paralleelse kimbuna. Sel korral ei näeks silm lõpmatusse fokuseeritud pikksilma vaateväljas enam rõngaid, vaid vaateväli näiks ühtlaselt heledana või tumedana, olenevalt peegli nihkumisest $\frac{\lambda}{4}$ võrra. Pikkuste mõõtmisel, kus okulaari niitrist fikseerib kindlat punkti vaateväljas, on see kõrvalise tähtsusega.

Asjaolu, et interfereeruvad kiirtekimbud (tasalained) on viidud teineteisest kaugele lahku ja nad kulgevad täisnurga all, võimaldab ühe kimbu teele paigutada näit. mingi gaasiga täidetud toru ja uurida sel teel vastava gaasi murdumisnäitajat.

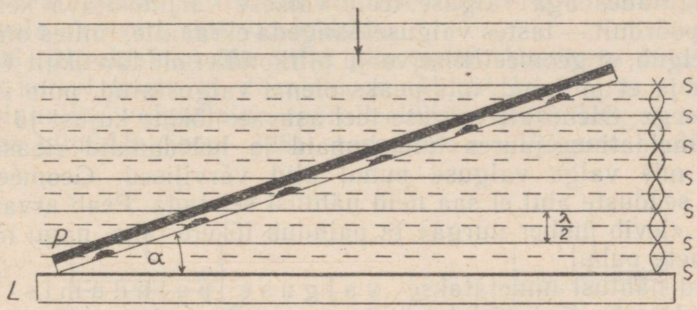
Interferomeetrite liigid ja rakendusvõimalused on väga mitmekesised.

194. Seisvad valguslained. Seisvate lainete tekkimist on käsitletud mehaanikas (Füüsika üldkursus I).

Lastes valguslainel langeda risti mingile hästi poleeritud metall- või klaaspeeglile, saame kaks koherentset ja seepärast

interfereeruda võivat lainet. Need — kulgev ja peegeldunud laine — liiguvad vastassuundades, tekitades seisvaid valguslaineid. Viimaste olemasolu tõestati fotoplaadi abil järgmiselt.

Klaasplaat P (joon. 326) kaeti väga õhukese valgustundliku kihiga — kloorhõbeda kolloodiumiga, mille paksus oli umbes $\frac{1}{20}$ valguslaine pikkusest. Plaat P asetati peegli ette nii, et tundliku kihi üks äär puudutas peeglit ja plaat P moodustas peegliga väga väikese nurga α. Kasutatav valgus oli monokromaatiline ja langes



Joon. 326. Seisvad valguslained.

peeglile tasalainetena. Sõlmede ja paisude kohad pidid asuma seega peeglile paralleelsetes tasapindades. Kaugus naaber-sõlmtasapindade vahel on võrdne kasutatava valguse poollainepikkusega.

Valgustundlik kiht läbib vaheldumisi neid sõlmede ja paisude tasapindu, kusjuures fotograafiline toime on sõlmedes ja paisudes erinev. Selle tulemusena saadakse ilmutatud fotoplaadil üksteisest kaugusel $\frac{\lambda/2}{\sin \alpha}$ rida tuhme sirgeid. Selgus, et fotograafilist toimet põhjustab elektriline vektor (valgusvektor), mille toime on kõige suurem paisudes. Seega vastavad tuhmunud sirged paisudele. Esimene tuhmunud sirge asub $\frac{\lambda}{4}$ kaugusel peeglist. Peegli pind on kohaks, kus valgusvektori toime puudub, — ta on valgusvektori sõlmtasapinnaks. Kui peegeldumisel tihedamalt keskkonnalt (klaasilt, metallilt) valgus langeb risti, siis muutub valgusvektori faas vastupidiseks (faasihüpe π). Sama kehtib ka pikkade elektromagnetiliste lainete puhul. Peegeldumisel hõredamalt keskkonnalt jääb valgusvektori faas muutmatuks ja seisvate lainete tekkimist põhjustab magnetilise vektori poollaine kaotus. Seisvate lainete tekkimiseks on oluline, et peegeldumisel esineks faasi muutus.

195. Difraktsioon paralleelsete kiirte korral. Suure hulga valgusnähtuste selgitamine on võimalik eeldusel, et valgus levib sirgjooneliselt, muudab levimissuunda peegeldumisel ja murdumisel kahe keskkonna vahepiiril, homogeenses keskkonnas aga mitte, et valguse intensiivsus kahaneb neeldumise tõttu võrdeliselt valgusallika kauguse ruuduga jne. Neid küsimusi lahendab «geomeetriline optika».

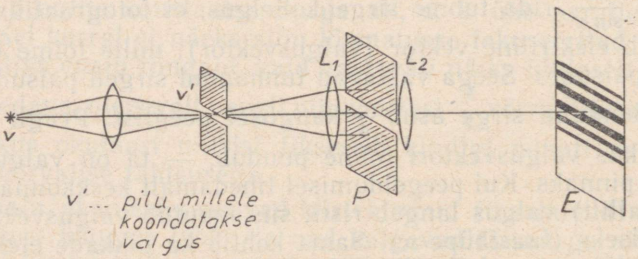
Paigutades aga valguse teele väikese varjutekitava keha või ümberpöördult — lastes valgusel langeda ekraanile, milles on väike ava, selgub, et geomeetrilise varju piirkond ei ole täielikult valgustamata ja et piirkond, mis peaks olema valgustatud, pole ühtlase heledusega. Olenevalt valguse teel asuvate tõkete kujust ja suurusest täheldati seejuures tumedamaid ja heledamaid ribasid või ringe, mis valge valguse puhul olid värvilised. Geomeetrilise optika seaduste abil ei saa neid nähtusi seletada. Peab arvama, et valgus «levib ümber nurga» ja paindub tõkete taha, nagu nägime veelainete puhul.

Neid nähtusi nimetatakse *valguse paindumis- ehk difraktsiooninähtuseks*.

Difraktsiooninähtused jagatakse kahte liiki kokkuleppelisel alusel. Põhimõttelist vajadust selleks ei ole.

Esimesse liiki kuuluvad need difraktsiooninähtused, kus valgusallikas ja ekraan, millel difraktsiooni täheldatakse, on väga kaugel (praktiliselt lõpmatuses) difraktsioonipilti põhjustavast tõkkest või avast. Teise liigi nähtuste puhul on kas valgusallikas, ekraan või nad mõlemad tõkke või ava lähedal.

Ajalooliselt nimetatakse esimese liigi nähtusi *Fraunhoferi difraktsiooniks*, teise omi — *Fresneli difraktsiooniks*.

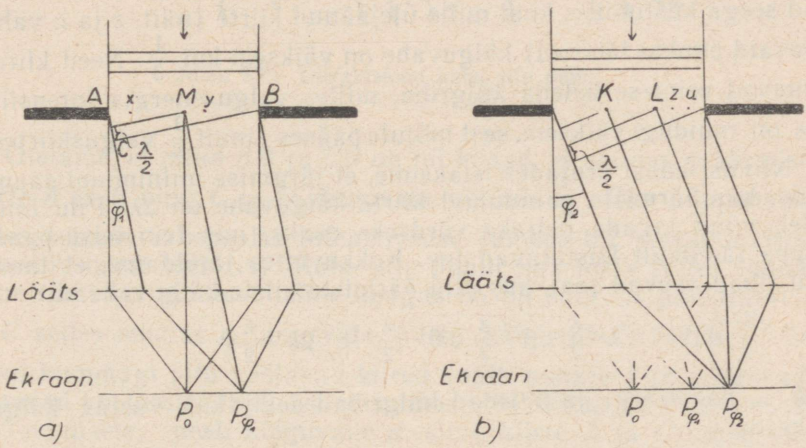


Joon. 327. Katsekorraldus difraktsiooni vaatlemiseks paralleelsete kiirte korral.

Fraunhoferi difraktsiooni teoreetiline selgitamine on lihtne. Praktiliselt saab seda liiki difraktsiooni esile kutsuda, kui muuta läätse L_1 abil (joon. 327) valgusallikast v tulevad kiired paralleel-

seteks ja paigutada siis nende teele näiteks kitsa piluga ekraan P, mille taha asetatud teise läätse L_2 abil tekitada kujutis selle läätse fokaaltasapinnas asetseval ekraanil E. Olukord vastab nüüd lõpmatusse asetatud ekraanile selle vahega, et jääb ära valguse erakordselt suur nõrgenemine, mis kaugele asetatud ekraanil ei laseks kujutist üldse näha. Mugavam on koondava läätse L_2 asemel kasutada lõpmatusse fokuseeritud pikksilma, mille objektiiv asendab koondavat läätse ja tekitab kujutise objektiivi fokaaltasapinnas, kus seda okulaari abil vaadeldakse.

196. Difraktsioon ühe kitsa pilu puhul. Vaatleme paralleelsete kiirte korral toimuvat difraktsiooninähtust kitsa pilu puhul, kus tasapinnaline valguslaine (paralleelkiirte kimp) langeb normaali suunas pilu AB (joon. 328) tasapinnale. Valguse lainepikkus olgu λ.



Joon. 328. Difraktsiooni ühe pilu puhul.

a) Esimese tumeda riba saamine. b) Esimese heleda külgriba saamine.

Huygensi printsiibi kohaselt võib pilu iga punkti vaadelda uute elementaarlainete allikana, kusjuures kõik need lained on samas faasis, s. t. nende käiguvahe on null, sest pilu tasapind ühtib lainefrondiga, kui valguslaine langeb pilu tasapinnale risti.

Valguslaine langemise suunas ($\varphi = 0$) peab ekraanil tekkima nende koherentsete lainete interferentsi tõttu hele pilu kujutis lõpmatuses — või kasutades läätse — selle fokaaltasapinnas punktis P_0 (joon. 328, a), paralleelselt piluga.

Esimese tumeda riba tekkimise selgitamiseks kujutleme, et pilu keskkoht M jagab kiirtekimbu (tasalaine) läbilõike kaheks võrdseks osaks. Olgu p a i n d e n u r k φ_1 valitud nii, et äärmiste kiirte käiguvahe $AC = \lambda$. Siis võib esimese kimbu igale kiirele (näit.

punkti x läbivale) leida vastava teises kimbus (näit. läbi y) nii, et kummagi käiguvahe oleks $\frac{\lambda}{2}$. Interfereerumise tõttu peab selles valitud suunas φ_1 tekkima tume riba läbi P_{φ_1}. Teisel pool punkti P_0 asub sümmeetriliselt keskmise heleda riba suhtes teine tume riba. Paindenurgale $\varphi < \varphi_1$ vastavas suunas on riba mingi vahepealse heledusega.

Esimene külgmine heleduse maksimum tekib paindenurgale φ_2 vastavas suunas (joon. 328, b), kus pilu äärmiste kiirte käiguvahe on $3 \cdot \frac{\lambda}{2}$. Siin kujutleme kiirtekimpu pilu tasapinnas lahutatuna kolmeks võrdseks osaks. Esimese ja teise kolmandiku kiired kustutavad teineteist vastastikku $\left(\text{käiguvahe } \frac{\lambda}{2}\right)$. Jääb üle kolmas kimp, mille äärmiste kiirte vahe on küll $\frac{\lambda}{2}$ ja mis interfereerumisel annavad seega kustumise, kuid mille ülejäänud kiirte (näit. z ja u vahel asuvaid punkte läbivad) käiguvahe on väiksem kui $\frac{1}{3}$. Need kiired annavad esimese heleda külgriba, milles valgusenergia intensiivsus on muidugi väiksem, sest mõjule pääses ainult $\frac{1}{3}$ valguskiirtest.

Niiviisi edasi arutades leiaksime, et järgmise miinimumi saame sihis, kus äärmiste paindunud kiirte käiguvahe on 2λ. Pilu laius tuleb nüüd jagada neljaks võrdseks osaks, mis teineteist paarikaupa täielikult kustutavad jne. Kokkuvõttes järeldame, et tumedad ribad asuvad seal, kus pilu äärmiste kiirte käiguvahe on

$$2 \cdot \frac{\lambda}{2}, 4 \cdot \frac{\lambda}{2}, 6 \cdot \frac{\lambda}{2} \ldots 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$$

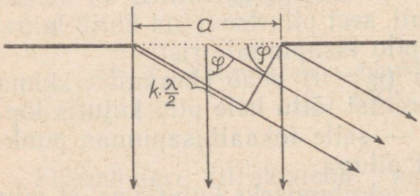
($2k$ ... paarisarv) ja heledad külgribad seal, kus vastav käiguvahe on

$$3 \cdot \frac{\lambda}{2}, 5 \cdot \frac{\lambda}{2}, 7 \cdot \frac{\lambda}{2} \ldots (2k+1)\frac{\lambda}{2}$$

($2k+1$ ... paaritu arv). Joonis 329 annab seose pilu laiuse a, paindenurga φ ja lainepikkuse λ vahel heleduse maksimumi ja miinimumi kohtades

$$a \cdot \sin\varphi = k \cdot \frac{\lambda}{2},$$

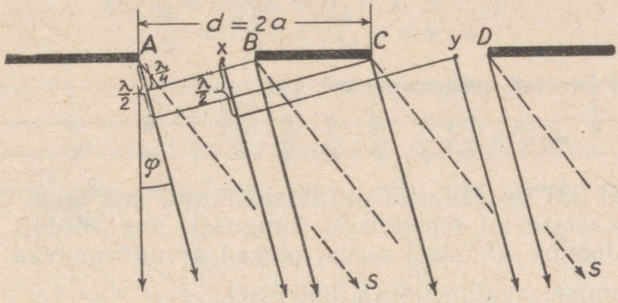
kus k on ühest erinev täisarv.



Joon. 329. Seose $a \cdot \sin\varphi = k \cdot \frac{\lambda}{2}$ saamise selgitamiseks.

197. Difraktsioon kahe pilu puhul. Mitu pilu. Vaatleme nüüd kahe ühesuguse, kitsa, paralleelse pilu juhtu (joon. 330). Kui oleks ainult üks pilu, siis tekiks esimene tume riba suunas, kus äärmiste kiirte käigu-

vahe on λ. Teise pilu lisamisel jäävad tumedad ribad oma kohtadele püsima, kuid pildi muudab keeruliseks rea uute miinimumide tekkimine, mida põhjustab kummagi pilu vastavate kiirte interferents. Eriti selged miinimumid tekivad keskmise maksimumi ribas.



Joon. 330. Difraktsioon kahe pilu puhul.

Oletame, et pilud AB ja CD on nii kitsad, et suunas φ äärmiste kiirte A ja B ning C ja D käiguvahe võrdub $\frac{\lambda}{4}$. Üks pilu annaks selles suunas vahepealse intensiivsuse (umbes 0,7 maksimaalsest intensiivsusest tsentris). Kahe pilu puhul aga tekib selles suunas tume riba, kui piludevaheline kaugus on nii suur, et punktidest A ja C selles suunas φ langevate kiirte käiguvahe võrdub $\frac{\lambda}{2}$. Sel juhul kummagi pilu vastavad kiired (näit. punkte x ja y läbivad) annavad kustumise. Selleks et suunas φ tekiks maksimum või miinimum, peab käiguvahe $d \cdot \sin\varphi$ kiirte A ja C vahel võrduma vastavalt paaris- või paaritu arvuga poollainepikkusi. Kui $d \sin\varphi = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$, siis tekib maksimum, kui aga $d \sin\varphi = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$, siis miinimum.

Nii arvutatud maksimumid võivad reaalselt esineda ainult siis, kui selles suunas ei juhtu olema just miinimumi asukoht, mida tekitaks kumbki pilu omaette, üksikult. Uute pilude juurdevõtmine võib küll kusagil valgust kustutada, mitte aga interferentsmiinimumi asukohta valgustada.

Näiteks ühe pilu puhul on valgusmiinimum suunas, kus

$$\sin\varphi = \frac{\lambda}{a}, \quad \frac{2\lambda}{a}, \quad \frac{3\lambda}{a}, \ldots$$

Kui kahe pilu puhul pilude vahe võtta võrdseks pilu laiusega $\left(a = \frac{d}{2}\right)$, siis satuvad ühe pilu poolt tekitatud miinimumid suundadele, kus

$$\sin\varphi = \frac{\lambda}{d/2}, \frac{2\lambda}{d/2}, \frac{3\lambda}{d/2}, \ldots = \frac{2\lambda}{d}, \frac{4\lambda}{d}, \frac{6\lambda}{d}, \ldots$$

Järelikult sel korral kattuksid k a h e pilu maksimumid [vaata (1)] vastavate ü h e pilu miinimumidega.

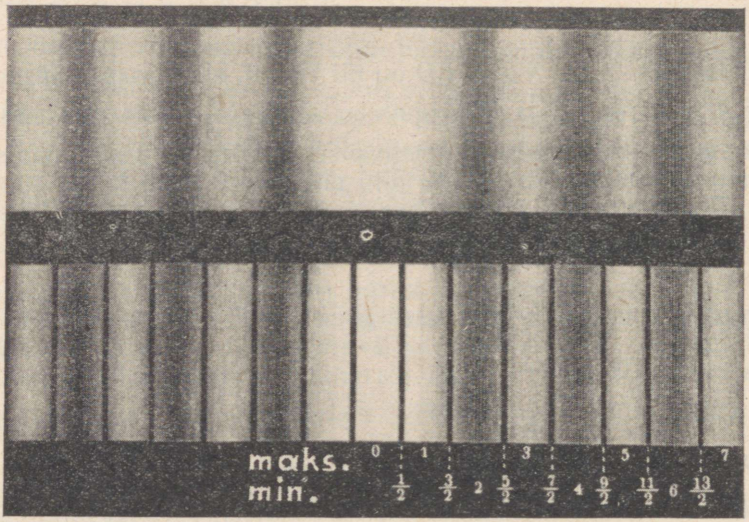
Nii säilivad maksimumid ainult järgmistes suundades

$$\sin\varphi = 1 \cdot \frac{\lambda}{d}, 3 \cdot \frac{\lambda}{d}, 5 \cdot \frac{\lambda}{d}, \ldots$$

Nende vahel esinevad miinimumid seal, kus

$$\sin\varphi = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{d}, \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda}{d}, \frac{5}{2} \cdot \frac{\lambda}{d}, \frac{7}{2} \cdot \frac{\lambda}{d}, \ldots$$

Joonisel 331 on esitatud difraktsioonipilt, mis tekib juhul, kui kaks pilu asetsevad teineteisest kaugusel, mis võrdub ühe pilu laiusega. Joonise alumisel serval olevad arvud annavad murruga $\frac{\lambda}{d}$ korrutamisel avaldise $\sin\varphi$ leidmiseks.



Joon. 331. Difraktsioon ühe (a) ja kahe (b) pilu puhul. Pilu laius võrdub piludevahelise kaugusega.

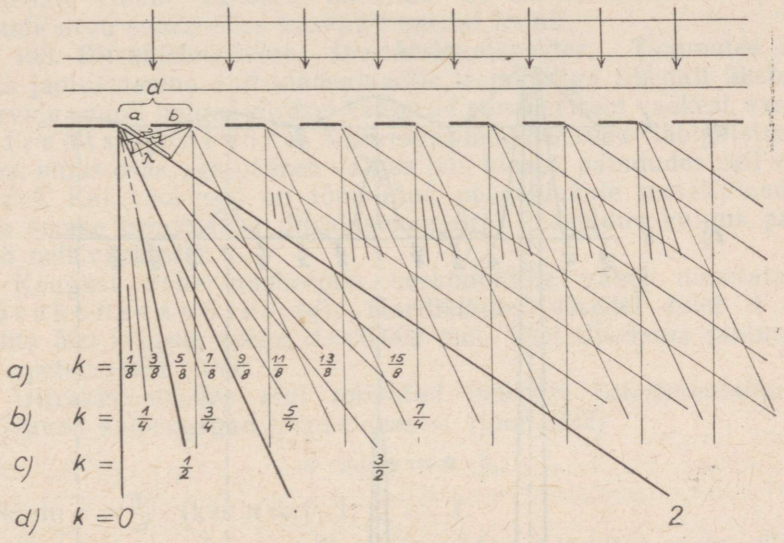
Ainult ühe pilu poolt tekitatud miinimumid on laiad ribad. Kahe pilu koostoimel tekkinud miinimumid on seevastu kitsad ja haaravad paariti enda vahele eelmisi miinimume. Ainult keskel on kahe terava miinimumi vahel maksimum, mis vastab paindumata kiirtele ($\sin\varphi = 0$).

Eelnevas näites oli võetud pilu laius a võrdseks poolega kahe pilu vahelisest kaugusest (pilude keskkohtade vahelisest kaugusest) d. Kui võtta $d = 3a$, siis kustuvad vahepealsed maksimumid

suundades, kus $d \sin \varphi = 3\lambda, 6\lambda, 9\lambda, \ldots$ Nende arvel tugevnevad teised maksimumid. Kui pilu laius ei ole niisuguses lihtsas vahekorras d-ga, siis ühe pilu selline kustutav toime langeb ära. Maksimumide ja miinimumide asend oleneb ainult d-st, mitte aga pilu laiusest a.

Maksimumid jäävad püsima suundades, kus (joon. 332)

$$\sin \varphi = n \frac{\lambda}{d} (n = 0, 1, 2, 3, \ldots)$$



Joon. 332. Difraktsioon kaheksa pilu puhul.

a) Ainult 8 pilu koostoimel tekkinud miinimumid suundades, kus

$$\sin \varphi = k \cdot \frac{\lambda}{d}; \left(k = \frac{1}{8}, \frac{3}{8}, \ldots\right).$$

b) Nelja pilu poolt tekitatud lisamiinimumid.
c) Kahe pilu tekitatud lisamiinimumid.
d) Peamaksimumid suundades, kus $d \sin \varphi = k\lambda$.

Need maksimumide ribad muutuvad aga järjest kitsamaks, sest kõik endised tuhmid ribad püsivad oma suundades, juurde tuleb aga järjest uusi suundi, kus valgus kustub. Näiteks 8 pilu puhul tulevad kõikidele eelmistele miinimumisuundadele lisaks veel uued suundades, kus

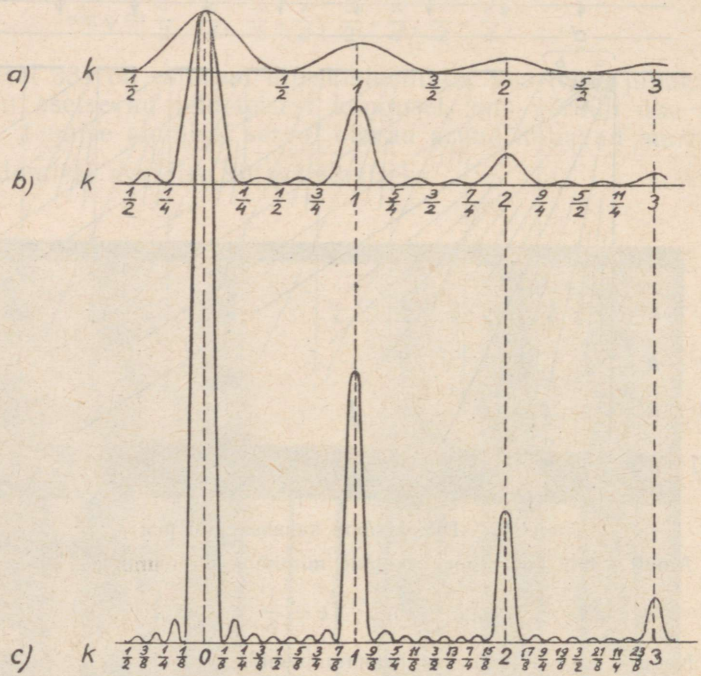
$$\sin \varphi = \frac{1}{8} \cdot \frac{\lambda}{d}, \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda}{d}, \frac{5}{8} \cdot \frac{\lambda}{d}, \ldots \text{ jne.}$$

Nimelt kui esimese pilu mingil kiirel on teise pilu vastava kiire suhtes käiguvahe $\frac{1}{8} \cdot \lambda$, siis on esimese ja viienda pilu vastavate

kiirte käiguvahe parajasti $\frac{4}{8} \cdot \lambda = \frac{1}{2} \cdot \lambda$, s. t. selles suunas valgus tõepoolest kustub. Samuti on lugu teise ja kuuenda pilu vastavate kiirtega jne.

Üldistus. N pilu puhul tekivad miinimumid (mitte arvestades ainult ühe pilu tekitatud miinimume) suundades, kus (joon. 333)

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \ldots, \frac{(N-1)\lambda}{N}, \frac{(N+1)\lambda}{N}, \ldots$$



Joon. 333. Valgusenergia jaotumine paindumisel (intensiivsuse-kõverad) a) kahe, b) nelja ja c) kaheksa pilu puhul. k tähendus on antud eelmisel joonisel.

Kui aga $d \sin \varphi = \frac{3}{8} \lambda$, siis näiteks esimese ja viienda (teise ja kuuenda jne.) pilu kiirte käiguvahe on

$$4d \sin \varphi = \frac{12}{8} \lambda = \frac{3}{2} \lambda, \text{ seega}$$

paaritu arv poollainepikkusi. Seega saame miinimumi ka selles suunas jne. Näeme, et esimene hele külgriba tekib suunas, kus

$\sin \varphi = \frac{\lambda}{d}$; vahepealne osa aga on kaetud tiheda miinimumide võrguga (joon. 332).

Maksimumid muutuvad pilude arvu suurenedes järjest kitsamaks ja intensiivsemaks (valgusenergiarikkamaks), sest läbiva valguse hulk suureneb.

Joonis 333 esitab skemaatilise pildi niisugusest valgusenergia koondumisest maksimumikohtades (nn. intensiivsusekõverad). Heledate ribade vahepeal on näha ka kõrvalmaksimumid, mis pilude arvu suurenedes kaovad tumedal foonil.

198. Difraktsioonivõre. Difraktsioonispekter. Tõmmates näiteks jaotusmasina abil klaasplaadile teemandiga tihedalt üksteise kõrvale suurel hulgal võrdsel kaugusel paralleelseid vaokesi, saame *difraktsioonivõre*. Vaokesed moodustavad läbipaistmatu riba, muus osas aga pääseb valgus läbi klaasi, paindudes neil vaokestel. Kui vaokesed on tõmmatud peegeldavale metallplaadile, siis saame peegeldava difraktsioonivõre. Peegelduv valgus paindub neil vaokestel.

Kaugust kahe naaberpilu keskpunktide vahel nimetatakse *võrekonstandiks* (d). Harilikkudel võredel tuleb 1 mm kohta 500 kriipsu, seega $d = 0{,}002$ mm. Veel tihedama jaotusega on spetsiaalsed võred.

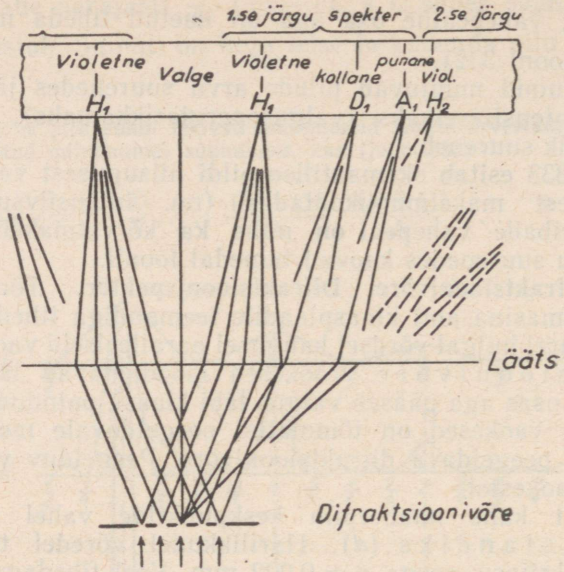
Difraktsioonivõre abil tekitatud heledate interferentsijoonte vastavad kaldenurgad leiame seosest (joon. 332)

$$d \cdot \sin \varphi = n \cdot \lambda,$$

ehk $\sin \varphi = \frac{n\lambda}{d}$ (kus $n = 0, 1, 2, \ldots$).

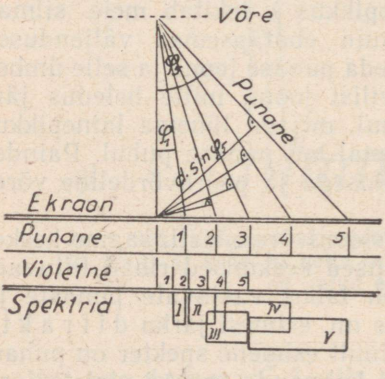
Kasutades valgust, mille lainepikkus λ tekitab meie silmas punase värvi aistingu (lühemas, kuid ebatäpsemas väljenduses «punane valgus»), saame keskel heleda punase joone ja selle ümber sümmeetriliselt veel rea samavärvilisi jooni, mille heledus järjest kahaneb. Violetse valguse puhul, mis on lühema lainepikkusega, asuvad vastavad jooned lähemal kui punase puhul. Paindenurga siinus on võrdeline lainepikkusega ja pöördvõrdeline võrekonstandiga d.

Kui valge valgus langeb difraktsioonivõrele risti, saame keskel valge riba, sest seal üksikud värvilised keskmised ribad liituvad; esimesed külgmised jooned aga on lahus vastavate punaste ja violetsete joonte vahel, moodustades nn. esimest järku *difraktsioonispektri* (joon. 334). Ainult esimene spekter on puhas. Teise spektri punane osa katab juba kolmanda spektri violetse osa (joon. 335), sest teise punase joone paindenurk on väiksem kui kolmanda violetse joone oma. Olgu tähendatud, et spektri punases osas on Fraunhoferi A joone $\lambda_A = 0{,}7594\mu$ ja violetses osas H joone $\lambda_H = 0{,}3968\mu$. Tänu sellele, et $\lambda_H > \frac{1}{2} \cdot \lambda_A$, eraldab esimest ja teist järku spektrit tume vaheriba. Kõrgemat järku spektrid kattuvad järjest suuremal määral, tekitades segavärvusi. Keskkohast



Joon. 334. Valge valguse võrespekter.

suurel kaugusel on ekraan täieliku kattumise tõttu valge. Kõrgemat järku spektrid on pikkuses järjest enam välja venitatud. Joonisel 335 on spektrid ülevaatlikkuse mõttes laiuti nihutatud. Kõikide spektrite violetsed osad on pööratud sissepoole, s. o. keskmise valge riba poole.



Joon. 335. Kõrgemat järku spektrite kattumine.

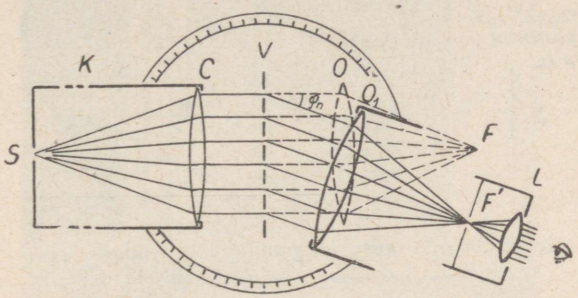
Difraktsioonispektrit nimetatakse normaalspektriks sel põhjusel, et temas on punane, kollane, roheline, sinine ja violetne osa jaotatud üle spektri nii, nagu jagunevad neile vastavad lainepikkused. Suure täpsusega kehtib see esimese spektri puhul, kus paindenurga siinuse asemele võime võtta vastava tangensi ja tasapinnalise ekraani pinnal saada spektrijooned niisugustel kaugustel 0-joonest (keskmine, valge), mis on täpselt võrdelised vastava joone lainepikkusega.

Kui võrekonstant d siiski liiga väike valida (s. t. suure tihedusega võre), saame esimese spektri joonte jaoks liiga suured paindenurgad. Sel korral pole siinuse asemele tangensi võtmine enam õige.

199. Võrespektromeeter. Spektromeetri üheks oluliseks osaks on kollimaator K (joon. 336). Pilu S asetseb kollimaatori läätse C fookuses. Pilule juhitakse uuritava valgusallika valgus. Lääts C juhib paralleelseks muudetud kiired difraktsioonivõrele V. Seos

$$d \sin \varphi = n\lambda$$

määrab paindenurga φ, mille puhul võrelt paralleelselt lähtuvad kiired tekitavad joone n-ndas järgus ($n = 0, 1, 2, \ldots$) vaatluspikksilma objektiivi O_1 fokaaltasapinnas punktis F'. Seda vaadeldakse okulaari L abil. Pikksilm on pööratav kraadijaotusega



Joon. 336. Võrespektromeetri skeem.

varustatud jaotusringi telje ümber. Okulaaris nähtav niitrist asub objektiivi fokaaltasapinnal. Viime niitristi keskkoha punkti F' ja loeme siis jaotusringilt vastava nurga φ_n. Teades võrekonstanti d ja difraktsioonijoone järku n, saame arvutada lainepikkuse

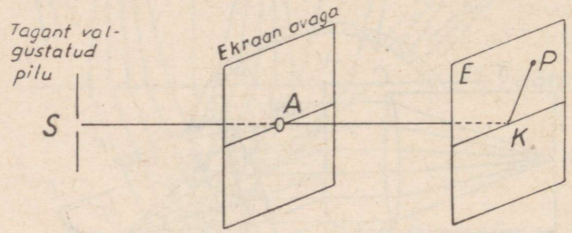
$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi_n}{n}.$$

Heade spektromeetrite kasutamisel saab võremeetodi abil valguslainete pikkust leida väga suure täpsusega. See nõuab aga spektromeetri hoolsat korrastamist (vt. Füüsika praktikum II). Kui uuritava valguse koostises on ainult üksikud jooned, millest aga kaks on teineteisele lainepikkuselt lähedased, siis saab neid teineteisest rohkem lahutada, kasutades võret väikese konstandiga d, s. t. niisugust võret, kus ühe cm kohta tuleb rohkem pilusid. Kujutise teravus on aga seda suurem, mida pikem on võre üldse või vähemalt tema kasutamisel olev osa. Võre lahutusvõime sõltub võre pilude üldarvust.

200. Arkadjevi katseid. Difraktsiooninähtused tõestavad valguse lainelist olemust. Neist nähtustest puudutasime lihtsamaid — käsitlesime selliste valguskiirte interferentsi, mis pärast paindumist kulgesid jälle paralleelselt. Ainult seetõttu saime neid lõpli-

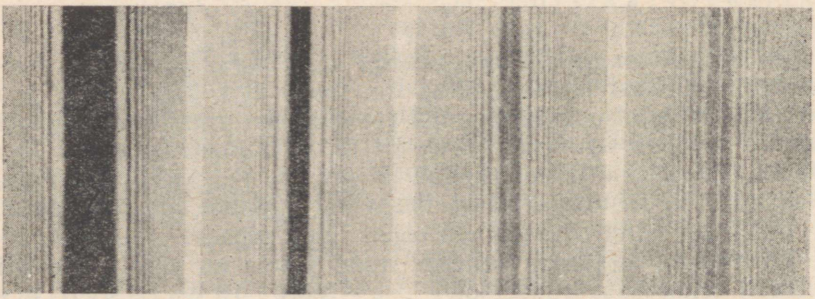
kul kaugusel interfereerumisele viia, et koondasime nad kumerläätse abil ühte punkti.

Need Fraunhoferi difraktsiooninähtused on Fresneli difraktsiooninähtuste erijuhuks. Viimaste puhul, nagu eespool juba mainitud, vaatleme paindunud kiirte interferentsi punktis, mis asub lõplikul kaugusel. Fresneli difraktsiooninähtusi uuris Moskva Ülikooli professor V. K. Arkadjev. Esitame mõned suurepärased fotod tema töödest, jättes nähtuste selgitamise ära. Põhjus, mis nende nähtuste teoreetilise käsitluse keeruliseks ja sageli väga raskeks teeb, on järgmine.



Joon. 337. Valguse kulgemine läbi väikese ava.

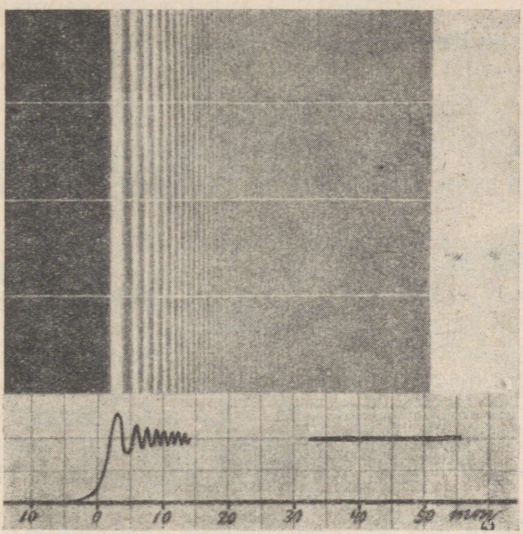
Difraktsioonipilti kandva ekraani E (joon. 337) mingi punkti P valgustus oleneb k a h e s t suurusest: 1) punkti kaugusest ekraani keskkohast K ja 2) ekraani E kaugusest avast A. Fraunhoferi difraktsiooni puhul, kui ekraani kaugus $AK = \infty$, oleneb valgustus punktis P ainult ü h e s t suurusest: kiirte suunast. Joonisel 338 on esitatud mõned Arkadjevi katsete fotod, kus varjuheitvaks tõkkeks valguse teel on kitsas «ekraan»: pliiats, õmblusnõel, hobusejõhv ja inimese juuksekarv. Joonisel 338, b on juba



Joon. 338. Paindumine kitsa tõkke puhul.
a) Pliiats, läbimõõt 7,15 mm
b) Õmblusnõel, 1,97 mm
c) Hobusejõhv, 0,22 mm
d) Inimese juuksekarv, 0,045 mm

varju keskkohal heledam joon, joonis 338, c ja eriti joonis 338, d aga vaevalt meenutavad varju. Siin on valguslained täielikult vallutanud tõkketaguse ruumi.

Järgmine joonis 339 koosneb neljast fotost ja näitab paindumist teraval serval.



Joon. 339. Paindumine eseme serval.

Arkadjev uuris, kuidas näeb välja varipilt hajuvas valguses, kui valgus paindub žiletitera teravalt äärelt, mille kõverusraadius on 10^{-4} cm (ülemine joonis); edasi vaatleme paindumist 7,8 mm paksuse klaaspulga servalt (järgmine joonis). Kahe alumise foto puhul oli ääre kõverusraadius koguni 40 m. Kõigil neljal juhtumil leidis ta paindumisribad olevat samal kaugusel. Katse puhul oli $SA = 24$ m, $AK = 15{,}5$ m (vt. joon. 337). AK näitab muidugi fotoplaadi kaugust avast A.

Difraktsiooninähtusi kohtame ka tegelikus elus. Kui näiteks pilusilmil vaadata mingit valgusallikat, siis näib, nagu lähtuksid sellest värvilised kiired. Tegelikult on see valguslainete paindumine silmaripsmeil. Vaadeldes läbi niiskusega kaetud aknaklaasi tänavavalgustuslampi, näeme selle ümber värvilisi rõngaid. See on seletatav difraktsiooniga väikestelt veepiisakestelt, mis katavad klaasi.

Kui aga silm näeb valgusallikat ümbritsetuna värvilistest rõngastest, ilma et seda põhjustaksid välised tingimused, siis peitub viga silma läbipaistvas keskkonnas, kus peab leiduma kübemekesi, mis põhjustavad difraktsiooni.

Õhus hõljuvad pisikesed jääkristallikesed ja veepiisakesed põhjustavad vahel ümber Kuu ja Päikese värviliste rõngaste tekkimist, nn. t a r a - nähtust, kus punane värvus on pööratud väljapoole.

Valguse polarisatsioon

201. Polariseeritud valgus. Valguse lainelist loomust võib näidata interferentsi ja difraktsiooni abil; valguslainete transversaalsus, s. t. ta kuuluvus ristlainete liiki, avastati aga p o l a r i s a t s i o o n i abil.

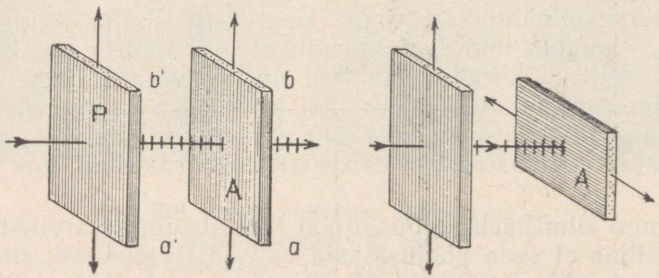
Varem (§ 141) mainisime, et Hertzi vibraatorist lähtuvad elektrilained on polariseeritud, s. t. võnkumine toimub ühes kindlas tasandis.

Mistahes valgusallika üksik valguspunkt kiirgab laineid katkendlikult (§ 184). Iga üksik lainerühm ehk -jada saadetakse välja väga lühikeste ajavahemikkude järel. Et võnkumine ühes niisuguses jadas toimub kindlas tasandis, siis on see lainejada polariseeritud.

Loomulik valgus koosneb valgusallika loendamatust hulgast kiirguspunktidest ehk -tsentritest e g a o l e polariseeritud, sest ühes kiires muutuvad erinevate lainejadade polarisatsioonitasandid üksteise suhtes täiesti juhuslikult juba sekundi tühise murdosa vältel.

Polariseerimata valgusest on võimalik saada polariseeritud valgust (või valguskiirt, sest kiir näitab laine levimise suunda) näiteks järgmisel lihtsal teel.

Asetame valguskiire teele õhukese turmaliinkristallist plaadi *P* (joon. 340), mis on lõigatud selle mineraali kristallidest paralleelselt optilise teljega. See plaat laseb võnkumisi läbi ainult paralleelselt optilise teljega. Selle tõestamiseks on vaja võtta teine turmaliinplaat *A*, mis on esimesega ühesugune. Kui mõlemad plaadid hoida nii, et nende teljed on paralleelsed, siis esimese plaadi (polarisaator) poolt polariseeritud valgus läbib teise plaadi (analüsaator) peaaegu nõrgestamata intensiivsusega. Asetades aga



Joon. 340. Turmaliinplaadid paralleelselt ja risti.

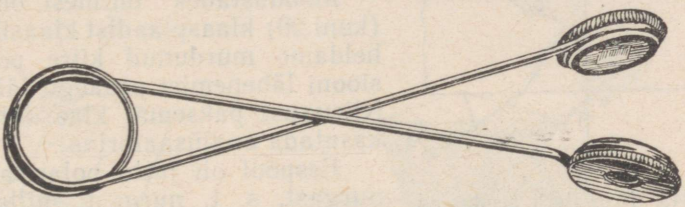
polarisaatori ja analüsaatori telgedega ristamisi, siis valgus läbi ei pääse.

Kui plaatide servad ab ja $a'b'$ moodustavad teineteisega mingi nurga φ, siis M a l u s'i (loe: malüss) järgi avaldub analüsaatorist läbi tulnud valguse intensiivsus I_φ järgmiselt:

$$I_\varphi = I_0 \cdot \cos^2 \varphi,$$

kus I_0 on selle valguse intensiivsus, mis läbis paralleelseid plaate.

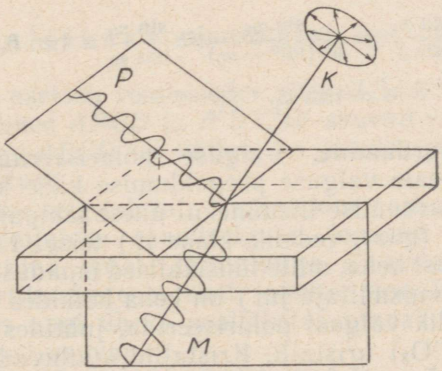
Joonisel 341 näidatud turmaliinpihid koosnevad kahest turmaliinplaadist, mis on teineteise suhtes pööratavad ja võimaldavad seetõttu ülalkirjeldatud nähtust kergesti jälgida.



Joon. 341. Turmaliinpihid.

202. Polarisatsioon peegeldumisel ja murdumisel. Polarisatsiooninähtus esineb ka peegeldumisel ja murdumisel.

Kui loomulik valguskiir K (joon. 342) langeb peeglile, siis osutub peegeldunud kiir P suuremal või vähemal määral polariseeri-

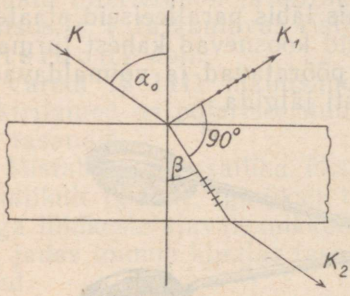


Joon. 342. Valguslaine polariseerimine peegeldumisel ja murdumisel.

tuks. Võnkumine toimub seejuures tasandis, mis on risti langemistasandiga, s. t. kiiri K ja P läbiva tasandiga. Kui kiir K (joon. 343) langeb klaasile nurga all 57°, siis on peegeldunud kiir täielikult

polariseeritud. Joonisel tähendavad punktid peegeldunud kiire K peal võnkumist risti joonise tasapinnaga. Nurka α_0 nimetatakse polarisatsiooninurgaks.

Brewster (loe: brjuustör) avastas seaduspärasuse, mille järgi peegeldunud valguskiir on täielikult polariseeritud siis, kui ta on murdunud kiirega risti.



Joon. 343. Brewster'i seadus ja polarisatsiooninurk.

Murdunud kiire polarisatsioon on iga langemisnurga puhul osaline. Murdunud kiire puhul toimub võnkumine tasapinnas, mis on peegeldunud kiire omaga risti (joon. 343).

Moodustades mitmest õhukesest (kuni 20) klaasplaadist klaasikihi, täheldame murdunud kiire polarisatsiooni lähenemist peaaegu täielikuni. Niisugust paksemat klaasikihti võib kasutada analüsaatorina.

Eespool oli juttu polarisatsiooninurgast, s. t. nurgast, mille puhul valgus mingilt ainelt peegeldudes peaaegu täielikult polariseerub. Polarisatsiooninurga α_0 ja peegeldava aine murdumisnäitaja n vahel on lihtne seos, mille saame Brewsteri seadusest: peegeldunud valguskiir on täielikult polariseeritud siis, kui ta on murdunud kiirega risti. Sel korral (vt. joon. 343)

$$\alpha_0 + \beta = 90^\circ$$

$$n = \frac{\sin \alpha_0}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_0}{\sin (90^\circ - \alpha_0)} = \frac{\sin \alpha_0}{\cos \alpha_0} = \tan \alpha_0.$$

$$n = \tan \alpha_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

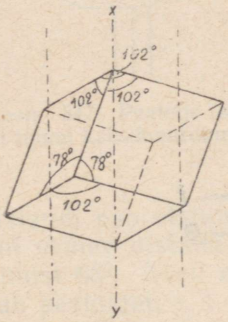
203. Kaksikmurdumine. Valguse polariseerimiseks on veel teisi võimalusi peale valguse peegeldumise kahe keskkonna lahutuspinnalt või murdumise üleminekul ühest läbipaistvast isotroopsest keskkonnast (gaas, vedelik, klaas jt.) teise. Isotroopseks nimetame niisugust keha, mille füüsikalised omadused (näit. kokkusurutavus, murdumisnäitaja jm.) on keha kõikides sihtides samad.

Ka on võimalik valgust polariseerida, juhtides teda näit. läbi islandi pao ($CaCO_3$) kristalli. Kristallid kuuluvad anisotroopsete kehade liiki. Nende puhul ei ole keha füüsikalised omadused (näiteks valguse levimiskiirus kehas) igas tema punktis ühesugused. Anisotroopsetel kehadel on omadus neid läbivat kiirt kaheks lahutada.

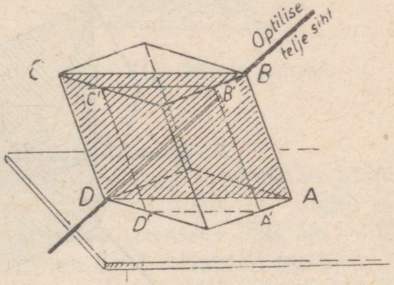
Tutvume mõnede vajalikkude põhimõistetega kristalloptika alalt, kasutades näidisobjektina islandi pao romboeedrilist kristalli.

Joonis 344 näitab islandi pao kristalli looduslikku põhikuju — romboeedrit.

Romboeedrilisel kristallil on 6 rombilist tahku nurkadega 78° ja 102°. Nürinurki on kaks; neis ühineb kolm 102°-st nurka, kusjuures kahe tahu vaheline nurk (lineaarnurk) on 105°. Ülejäänud 6 tipu juures on alati kaks teravnurka ühe nürinurgaga. Sirget, mis läbib romboeedrilise kristalli nüritippe, moodustades selle servadega võrdsed nurgad, nimetatakse kristalli optiliseks teljeks ehk peateljeks; samuti on peateljeks iga sirge, mis on sellega paralleelne. Peatelg ei ole mingi kindel geomeetriline sirge, vaid ainult siht kristallis (joon. 344, *xy*).



Joon. 344. Islandi pao romboeedriline kristall.



Joon. 345. Pealõige, mis on risti kristalli otstahuga.

Kristalli pealõikeks nimetatakse iga tasapinda, milles asub peatelg.

Joonisel 345 asetseb romboeeder rõhtsal laual, pealmine tahk on rõhtne. Pealõiked *ABCD* ja *A'B'C'D'* asuvad vertikaalses tasapinnas, kusjuures *ABCD* on ühtlasi ka joonise pinnal ja kannab teljesihilist viirutust.

Järgmine katse selgitab nn. kaksikmurdumise nähtust. Parema ettekujutuse saamiseks on joonisel 346 romboeeder kujutatud asetatuna lauale teravtipuga *C*, vasak- ning parempoolne tahk vertikaalsetena, risti joonise pinnale, ja diagonaalpind *ABCD*, mis ongi üheks pealõiketasapinnaks ehk pealõikeks, joonise tasapinnal asuvana.

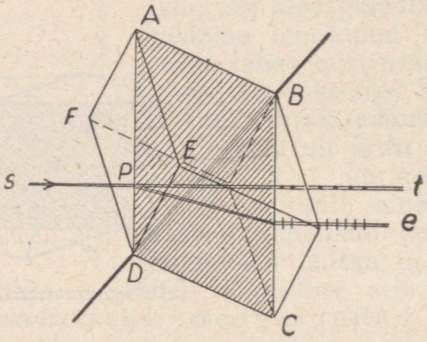
Juhime nüüd valguskiire *s* kristalli tahule *ADEF* nii, et kiir ühtiks pealõike-tasapinnaga. Kiir *s* on risti tahuga *ADEF*.

Tekib «kaksikmurdumine», s. t. ekraanil näeme kaht valguslaiku. Asetades kristalli raamatulehele, loeme «kahekordset» kirja.

Kristall lahutab kiire *s* murdumisel kaheks kiireks, millest üks läbib kristalli murdumatult. Selle kiire (*t*) käik on täiesti tavaline,

sest kiire langemisel risti tahule ei tohi murdumist esineda. Teine kiir (*e*) aga käitub hoopis ebatavaliselt, murdudes sellele vaatamata, et ta langeb tahule risti. Seejuures jääb ta siiski pealõiketasapinda. Esimest kiirt (*t*), mis allub murdumisseadusele, nimetatakse tavaliseks kiireks, teist (*e*) — ebatavaliseks kiireks. Murdudes moodustab kiir *e* optilise teljega suurema nurga kui kiir *t*.

Pöörates kristalli langeva kiire *s* kui telje ümber, on huvitav ekraanil jälgida, kuidas kiire *t* tekitatud valguslaik jääb paigale, aga kiire *e* oma teeb ringi ümber *t* (seda suurema raadiusega, mida paksem on kristall).



Joon. 346. Kaksikmurdumine.

Uurides analüsaatoriga kiiri *t* ja *e*, on leitud, et nende võnketasapinnad on vastastikku risti. Seejuures on kumbki neist täielikult polariseeritud. Joonisel 346 tähendavad punktid kiirel *t* seda, et tavalise kiire elektriline vektor (valgusvektor) võngub risti pealõikega, seega ka risti kristalli teljega, ebatavalisel kiirel aga tähendavad kriipsud võnkumist paralleelselt pealõikega.

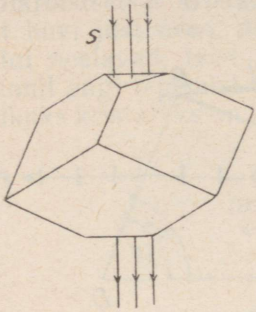
Kiire *s* langemisel romboeedri tahule kaldu on leitud, et kiire *t* murdumisnäitaja *n* on 1,65 (iga langemisnurga puhul, Na *D*-joonele, s. o. kollasele, $\lambda = 589$ mμ); kiire *e* puhul aga *n* muutub 1,48 ja 1,65 vahel, olenedes langemisnurgast. On olemas siht, milles langev kiir ei lagune kaheks. See on peatelje siht. Joonisel 347 esitatud romboeedril on lihvitud otsad risti peateljega. Kui kiir *s* langeb risti sellele lihvitud tahupaarile, s. t. peatelje sihis, siis kristallis kaksikmurdumist ei teki.

Ajalooliselt täheldati kaksikmurdumise nähtust esmakordselt islandi pao puhul (1669. a.).

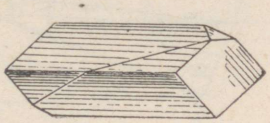
204. Nicoli prisma. Islandi pagu saab kasutada valguskiire täielikuks polariseerimiseks. Selleks on vaid tarvis üks neist kiirtest mingi võttega kõrvaldada. Tuntuim polarisatsiooniprisma on

Nicoli prisma ehk nikol, mis on valmistatud islandi paost. Joonisel 348 on esitatud Nicoli prisma valmislihvitud kujul.

Murdjoon tema tahkudel näitab lõiketasapinna jälgi. Joonisel 349 on antud kristalli kaks vaadet: otstahu põhiprojektsioon ja külgvaade.

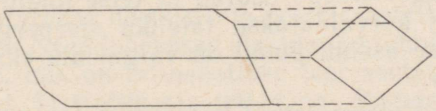


Joon. 347. Peatelje sihis ei toimu kaksikmurdumist.



Joon. 348. Nicoli prisma.

Islandi pao otstahud lihvitakse selliselt, et loodusliku kristalli puhul esinev otstahu ja külgserva vaheline nurk 71° oleks peale lihvimist 68°. Need nurgad on näidatud joonisel 350, kus *ABCD* esitab pealõiget, s. t. tasapinda, milles asub kristalli optiline telg. Telje suund on näidatud kriipsjoonega *xy*. Nüüd lõigatakse kris-



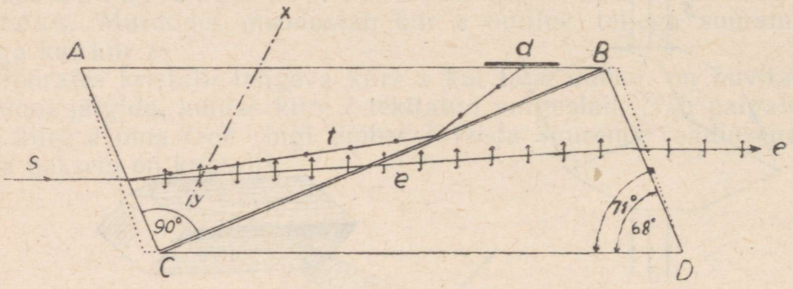
Joon. 349. Nikol ristprojektsioonis.

tall kaheks osaks nii, et lõiketasapind oleks risti pealõikega (joonise tasapind) ja ühtlasi risti ka uute otstahkudega *AC* ja *BD*. Need osad kititakse kanada palsamiga seejärel jälle endisesse asendisse tagasi.

Kanada palsami murdumisnäitaja on 1,530. Korrapärase kiire murdumisnäitaja on (naatriumi kollase joone jaoks) 1,658. Seega on kanada palsam tavalisele kiirele hõredamaks keskkonnaks ning juhtumil, kui langemisnurk saab suuremaks täieliku sisepeegelduse piirdenurgast, toimub kiire täielik sisepeegeldumine. Tavaline kiir peegeldub kanada palsami kihilt täielikult tagasi ja satub tahu mustatud osale *d* ning absorbeeritakse seal.

Tavalise kiire (*t*) võnketasapind on risti pealõikega (joonisel 350 punktid kiire peal). Ebatavaline kiir, mis, nagu teame, mur-

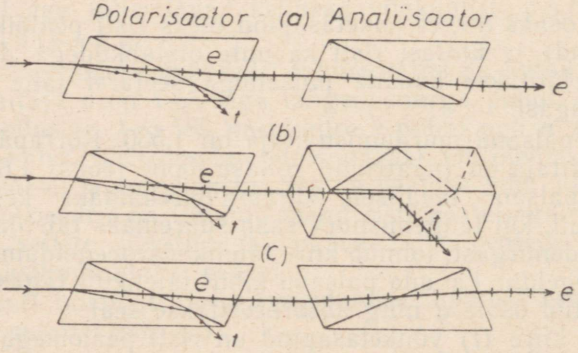
dudes moodustab optilise teljega suurema nurga kui tavaline kiir, satub palsamikihile piirdenurgast väiksema nurga all. Seepärast ta murdub palsamikihil ja läbib prisma, väljudes tahult. Ebatavalise kiire (*e*) võnketasapind ühtib pealõike-tasapinnaga (joonisel 350 kriipsud).



Joon. 350. Nikoli pealõige.

Nikolit võib kasutada ka analüsaatorina. Kui nikolite pealõiked on paralleelsed («paralleelsed nikolid»), siis läbib kiir analüsaatori ja ekraanil tekib laik (joon. 351, a, c). On aga nikolite pealõiked teineteisega risti («nikolid risti»), siis teine nikol valgust läbi ei lase (joon. 351, b) ja ekraan jääb tumedaks. Kui nikolid on risti, satub kiir *e* analüsaatorisse, kusjuures võnkumine toimub risti pealõikega. Seega osutub ta teise nikoli suhtes tavaliseks kiireks, mis kõrvaldatakse täieliku sisepeegeldumise teel. Nikolite vahepealse asendi puhul on valguslaik ekraanil ka vahepealse heledusega.

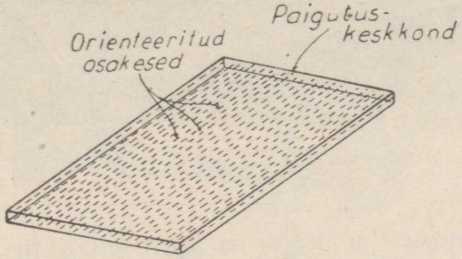
205. Polaroid. Polariseeritud valgust saab tekitada veel nn. dikroistsete kristallide abil. Dikroistseteks nimetatakse



Joon. 351. Nikolid polarisaatorina ja analüsaatorina.

aineid (dikroism tähendab kahevärvilisust), kui nad valgust kahes teineteisega risti asuvas sihis (üks võnkesuund on paralleelne teljega, teine sellega risti) ebavõrdselt neelavad ja annavad seega eri suundades ka eri värvuse. See on tingitud värviliste, kaksikmurdvate kristallide või värvainete peenehitusest.

Dikroistsetest kristallidest pakuvad erilist teaduslikku ja tehnilist huvi just need, mis üht värvikomponenti võimalikult tugevamini neelavad, teist aga nõrgestamatult läbi lasevad. Sellisel juhtumil ongi tegemist dikroistliku polarisaatoriga. Sedalaadi looduslikuks kristalliks on teatud turmaliiniliigid. Kunstlikkudest kris-

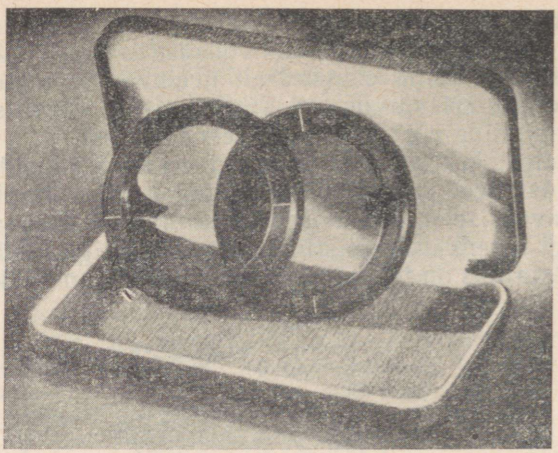


Joon. 352. Dikroistse kelme printsiip.

tallidest kuulub siia kiniinsulfaadi periodaad, mida ka «kunstlikuks turmaliiniks» nimetatakse. Viimastel aastatel on jõutud niikaugele, et suudetakse dikroistseid kristalle toota õhukeste lehtede kujul, mida kasutatakse dikroistsete polarisaatoritena, s. o. polarisatsioonifiltritena. Need lehekesed sisaldavad tohutu hulga dikroistseid kristallikesi, mis on erimenetluse teel asetatud isotroopsesse keskkonda nii, et kristallikeste teljed on üksteisega võimalikult paralleelsed. Kristallikeste väiksus on siin oluline (joon. 352). Need nn. polaroidi lehekesed paigutatakse kahe klaasplaadikese vahele ja saadakse polaroidfiltrid (joon. 353).

Filtri raamile on märgitud telgede asend. Polaroidid leiavad laialdast kasutamist, näit. peegeldumise nõrgestamiseks fotografeerimisel, stereofilmis; autolaternais võib nende abil helki kaotada jne.

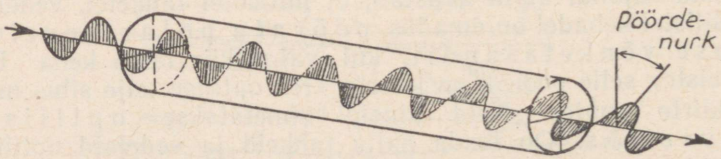
206. Polarisatsioonitasandi pöördumine. Polarimeeter. Juba möödunud sajandi algul avastati, et mitmetel tahketel, vedelatel ja gaasilistel kehadel on omadus pöörata polariseeritud valguse võnketasandit, kui valguskiir läbib keha. Eriti silmapaistev selle poolest on kvarts, eriti optilise telje sihis minevate kiirte suhtes. Neid aineid nimetatakse optiliselt aktiivseteks. On teada palju tahkeid ja vedelaid optiliselt aktiivseid aineid. Optiliselt aktiivsed vedelikud on orgaanilised ained või nende lahused. Polarisatsioonitasandi pöördumist võib vaadelda polarimeetri abil. See aparaat koosneb polarisaa-



Joon. 353. Polaroidid.

torist, analüsaatorist ja seadisest optiliselt aktiivse aine paigutamiseks riista läbivate polariseeritud kiirte teele. Näiteks kasutatakse polarisatsioonitasandi pöördumist suhkrusisalduse protsendi määramiseks tundmatu kontsentratsiooniga lahuses. Spetsiaalset polarimeetrit, mida kasutatakse suhkrutööstuses, nimetatakse *sahharimeetriks*. Et lahuste pöörav võime on väike, siis asetatakse nad torusse (umbes 20 cm pikk), mille telje sihis levib polariseeritud valgus. Polarisaatori ja analüsaatori ristseisu korral vaatluse algul tekib pime väli. Uuritavas suhkrulahuses aga polarisatsioonitasand pöördub, mistõttu tuleb endise pimeda välja kättesaamiseks analüsaatorit teatud nurga võrra pöörata. Algasendi ehk nullseisu ja lahuse abil saadud asendite vahe annab pöördenurga. Pöördenurk on võrdeline lahuse samba pikkusega ja lahuse kontsentratsiooni suurusega ning oleneb kasutatud valguse lainepikkusest.

*Eripöörangu*ks nimetatakse seda pöördenurka, mille tekitab 1 detsimeetri pikkune lahuse sammas, kui kontsentratsioon on 1, s. t. 1 gramm optiliselt aktiivset ainet 1 cm^3 lahuse kohta. Tähistades eripöörangut nurksulgudesse asetatud tähega [α], saame

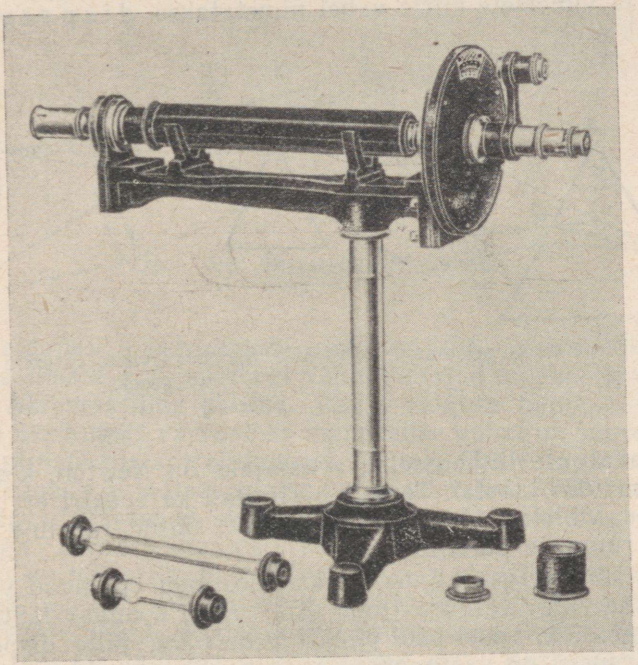


Joon. 354. Polariseeritud valguse võnketasapinna pöördumine optiliselt aktiivses aines. Skemaatiline joonis.

$$[\alpha] = \frac{\alpha}{lc},$$

kus α tähendab antud kontsentratsioonile c ja pikkusele l vastavat polarisatsioonitasandi pöördenurka.

Kui näiteks pöörang α on mõõdetud 4%-se lahuse ja 20 cm-se toru puhul, siis eripöörang $[\alpha] = \frac{100 \cdot \alpha}{4 \cdot 2}$.



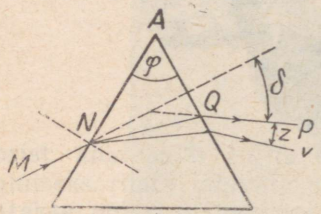
Joon. 355. Polarimeeter.

Polarimeetreid on mitut tüüpi ja nendega peab tutvuma vastavate juhendite kaudu. Nende skaalad on mõnel juhul erikokkuleppelised. Arstiteaduses on sahharimeeter asendamatuks abinõuks mitmesugustel analüüsidel, näit. suhkrusisalduse määramisel suhkruhaige veres.

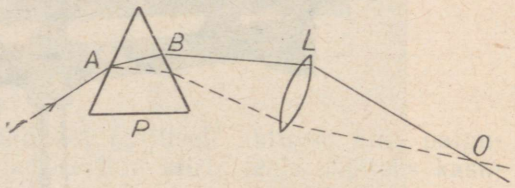
Valguse dispersioon

207. Dispersioonispekter. Valguse dispersioon on nähtus, mida põhjustab aine murdumisnäitaja olenevus valguse lainepikkusest. Näiteks prismat läbides jaguneb valge valguse kiir üksikuteks värvilisteks kiirteks, mida nimetatakse s p e k t r i k s. Sõnaga spekter mõeldakse üldiselt liitnähtuse lahutamist üksikkomponentideks.

Joonisel 356 on näidatud spektri saamist prisma abil. Prisma tahule langev kitsas valguskiirte kimp *M*, nagu teame, laguneb murdumisel prismas üksikuteks eri värvusega (erineva sagedusega või lainepikkusega) kiirteks ja moodustab prismast väljudes seinal või ekraanil ruumiliselt lahutatud värvuste kogumiku — spektri. Nurka δ, mille moodustab langev kiir *MN* väljuva kiirega *QP*, nimetatakse kiire kaldenurgaks ehk kaldeks (vt. § 164). Lühema lainepikkusega kiired — violetsed (*v*) — murduvad rohkem kui pikema lainepikkusega punased kiired (*p*). Nurka *z* punaste ja violetsete kiirte vahel nimetatakse dispersiooninurgaks.



Joon. 356. Dispersioon prismas.



Joon. 357. Spektrivärvuste liitmine valgeks valguseks.

Päevavalguse liitkoosseisu avastajaks on Newton, kes teostas oma katse 1666. aastal. Temalt pärinevad ka spektri eri värvuste nimetused: violetne, indigo e. tumesinine, sinine, roheline, kollane, oranž e. ruuge ja punane.

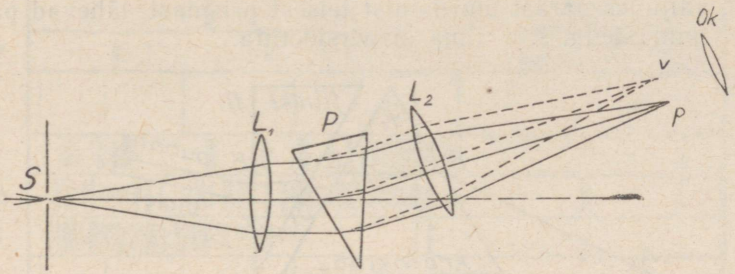
Liites kõik valge valguse spektrikoosseisu kuuluvad värvused, saame jälle valge valguse (joon. 357). *L* on koondav lääts. Punkt *O* on valge, kuid teisel pool punkti *O* on näha jälle dispersiooni, ainult värvused on vastupidises järjekorras, võrreldes nende paigutusega punkti *O* ees. Spektrivärvused on algvärvused, s. t. neid ei saa enam lahutada. Joonisel 358 on L_1 nn. kollimaatorläätseks, mille fokaaltasandis asetseb valguspilu *S*. Lääts L_1 saadab prismale *P* paralleelsed kiired, mis pärast murdumist prismas (prisma on miinimumseisus) väljuvad jälle paralleelsete kiirte süsteemina ning koonduvad läätse L_2 fokaaltasapinnas, andes seal pilu *S* kujutise. Kõik need värvilised pilu kujutised koos moodustavad värvipuhta spektri, mida võib juhtida valgele ekraanile või vaadelda luubi abil.

Joonis 358 esitab ühtlasi kvartsspektrograafi skeemi. Sel juhul on läätsed L_1 ja L_2 ning prisma *P* kvartsist, kusjuures fotoplaat asetseb läätse L_2 fokaaltasandis. Spektrograafi kasutatakse spektri ultravioletse osa uurimiseks.

Kui teha läätse L_2 (joon. 358) fokaaltasandisse teine kitsas pilu, mis spektrist eraldaks ainult ühe kitsa osa, näit. *v*, siis saame

põhimõtteliselt nn. monokromaatori, s. t. riista monokromaatse valguse saamiseks.

Eespool (§ 199) tutvusime võrespektromeetriga. Asetades goniomeetri lauakesele võre asemele prisma, saame prisma-spektroskoobi. Joonisel 358 on kujutatud kiirte käik spektroskoobis. Pilu S ja lääts L_1 on kolliomaatori osadeks, lääts L_2 ja Ok aga pikksilma osadeks.



Joon. 358. Prismaspektri saamine.

Kõrvaldades spektroskoobi okulaari Ok ja tehes objektiivi fokaaltasandisse pilu, saamegi vastnimetatud monokromaatori.

208. Akromaatiline prisma. Valge valguse hajumine ehk dispersioon üksikuteks värvusteks murdumise puhul on suureks takistuseks optiliste riistade ehitamisel. Näiteks ühe valge kiire murdumisel prismas või läätses saame hulga värvilisi. Kiirtekimbu keskosas katavad värvused üksteist ja annavad meile valge valguse, äärtel aga jäävad ikkagi värvilisteks ehk kromaatilisteks.

Siiski on võimalik, kasutades mitmest ainest prismade kombinatsioone, ehitada nn. akromaatilisi prismasid, mida läbides valge valgus kaldub küll kõrvale, kuid ei dispergeeru värvusteks (või on tähtsusetu dispersiooniga). Kasutades sobivate murdvate nurkadega kroon- ja flintklaasist prismasid, võime hõlpsasti saavutada akromaatilisuse kaht värvi kiirte jaoks.

Vaatleme kroon- ja flintklaasi murdumisnäitajaid spektri äärmiste kiirte jaoks:

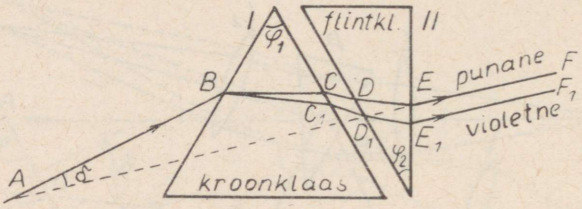
	Punaste kiirte murdumisnäitaja	Violetsete kiirte murdumisnäitaja
Flintklaas	1,63	1,67
Kroonklaas	1,53	1,55

Siit nähtub, et violetsete ja punaste kiirte murdumisnäitajate vahe on kroonklaasil 0,02, flintklaasil aga 0,04, seega kaks korda suurem.

Olgu kroonklaasist prisma murdev nurk φ_1, kusjuures punaste kiirte kaldenurk $\delta_1 = 70°$ ja dispersiooninurk punaste ja

violetsete kiirte vahel 5°. Teine prisma, mis on flintklaasist, murdva nurgaga φ_2, annab punaste kiirte jaoks kaldenurga $\delta_2 = 40°$ ja punaste ning violetsete kiirte vahel dispersiooninurga samuti 5°.

Kui need kaks prismat liita nii, nagu on kujutatud joonisel 359 (alused vastamisi), siis valge kiir, läbides mõlemad prismad, annab punaste kiirte jaoks üldise kõrvalekaldumise $\delta = \delta_1 - \delta_2 = 30°$. Mis puutub dispersioonisse, siis punaste ja violetsete kiirte dispersiooninurga võrdsuse tõttu mõlemaid prismasid läbinud violetsed kiired, väljudes pärast murdumist teisest prismast, lähevad paralleelselt punastega, s. o. ilma dispersioonita.



Joon. 359. Akromaatiline prisma.

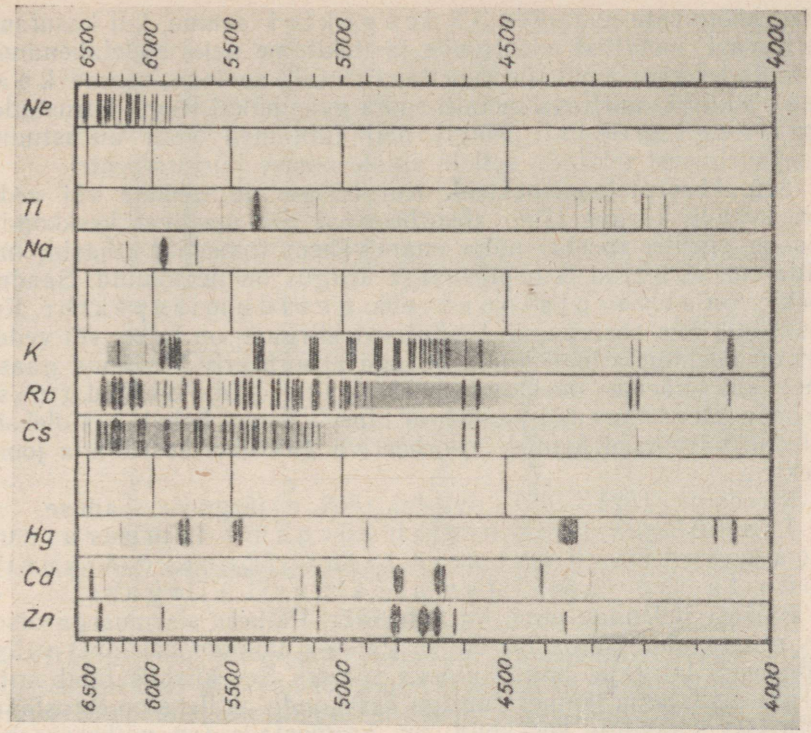
Sel teel on võimalik pärast murdumist punaseid ja violetseid kiiri paralleelseiks muuta. Teised kiired asetsevad nende vahel. Ka nemad lähevad enam-vähem paralleelselt punaste ja violetsete kiirtega. Tulemusena saame küll valguskiire kõrvalekaldumise murdumisel, kuid ilma üksikuiks värvusteks hajumata ehk dispersioonita.

Analoogiliselt akromaatiliste prismadega ehitatakse akromaatilisi läätsi.

209. Emissioonispektrid. Hõõguv keha emiteerib ehk kiirgab valgust. Spektrit, mida sel puhul prisma abil saadakse, nimetatakse emissiooni- ehk kiirgusspektriks. Emissioonispektri kuju oleneb hõõguva keha ainest ja olekust (tahke, vedel, gaasiline).

Hõõguvad, tahked ja vedelad kehad (ning kõrge rõhu all ka gaasilised) annavad sõltumatult nende keemilisest koostisest spektri, milles esinevad värvused, s. t. lainepikkused, pidevas järjestuses. Niisugust emissioonispektrit nimetatakse pidevaks spektriks.

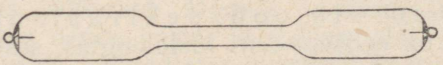
Hõõguvad gaasid ja aurud annavad normaalse või madala rõhu korral spektri, milles esinevad teatud üksikud värvused ehk lainepikkused. Niisugust emissioonispektrit nimetatakse joonspektriks. Näiteks paigutades liitiumkloriidi gaasipõleti leeki, saame nähtava spektri koosnevana ühest heledast punasest ja heledast oranžist joonest. Joonisel 360 on toodud mõnede ainete joonspektrite tähtsamad jooned nende lainepikkuste ühikutes, ongströmides (**Å**) (1 mμ = 10**Å**). Näiteks annab Na aur kollase



Joon. 360. Mitmesuguste elementide joonspektrid.

kaksikjoone (Na-*D* joon) ehk dupleti, s. t. kaks väga lähestikku olevat joont. Elavhõbeda (Hg) aur annab mitmed heledad jooned rohelises ja sinises spektriosas.

Joonspektri heledad jooned iseloomustavad nende tekkimist põhjustanud aatomeid või molekule. Viimastest aga koosneb uuritav aine. Mingi elemendi või aine uurimist emissioonispektri abil nimetatakse selle aine emissioonspektraalanalüüsiks.



Joon. 361. Spektraaltoru.

Gaaside emissioonispektrite uurimiseks kasutatakse spektraaltorusid (joon. 361), milles uuritav gaas on madalal rõhul (2—4 torri).

Mittegaasiliste kehade uurimisel tuleb nad enne aurustada.

Näit. hõõguvate metallide s ä d e s p e k t r i saame, kui kasutame uuritavast metallist elektroode ja tekitame neis sädelahenduse. Immutades kaarlambi söed uuritava metalli soolaga, saame k a a r e s p e k t r i, uuritava metalli soola gaasipõleti leegis aurustades aga l e e g i s p e k t r i. Kõigil neil juhtumeil võib aurustunud aine kiirgusest tekitada sellele ainele omase kiirgusspektri.

210. Absorptsioonispektrid. Kui hõõguvate tahkete või vedelate kehade kiirgus läbib absorbeerivat ehk neelavat keskkonda, siis on spektri taustal näha enam-vähem tumedaid ribasid, mis näitavad, et teatud lainepikkusega kiirgus on neeldunud. Saadud spekter on a b s o r p t s i o o n i - ehk n e e l d u m i s s p e k t e r. Kui keskkond, mis absorbeerib läbitulevat kiirgust, on tahke või vedel, siis on neeldumisribad laiad; on aga absorbeeriv keskkond gaasiline, siis näeme neeldumisspektris tumedaid n e e l d u m i s j o o n i. Need tumedad jooned on täpselt samal kohal, kus oleksid heledad värvilised jooned absorbeeriva gaasilise keskkonna joonspektris.

Kirchhoff (1824—1887) avastas 1859. a. järgmise seaduse.

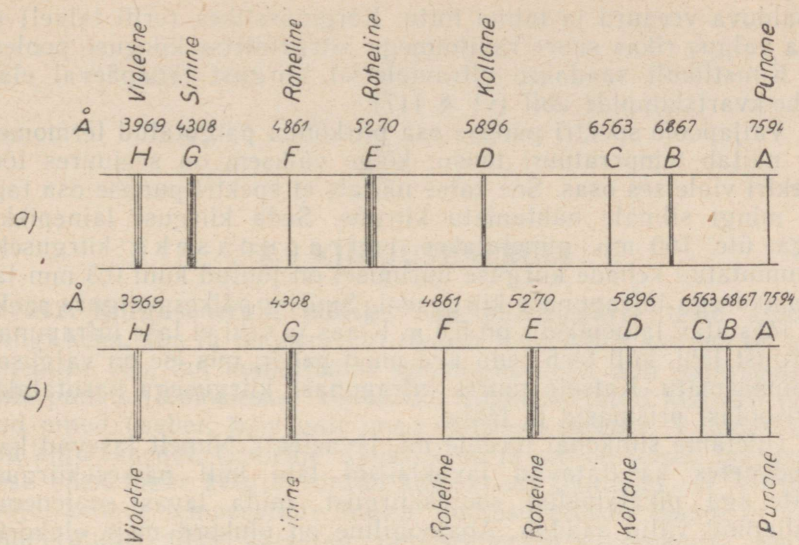
I g a h õ õ g u v g a a s n e e l a b k õ r g e m a t e m p e r a t u u r i g a k e h a k i i r g u s e s t n e i d l a i n e p i k k u s i (v ä r v u s i), m i d a t a i s e s a m a l t e m p e r a t u u r i l k i i r g a k s.

Päikese helendav pind, nn. fotosfäär, Päikese sisemusega otseses seoses olev (fotosfäär on ka Päikese laikude asukoht) valge hõõgusega kiirgaja, annab pideva spektri. See kiirgus läbib suhteliselt madalama temperatuuriga keskkonda, milleks on fotosfääri ümbritsev gaasiline keskkond, nn. kromosfäär (on päikesevarjutuse ajal iseloomulikult värviliselt helkiv). Seejuures saadud spekter kujutab endast Päikese kromosfääri neeldumisspektrit. Päikese spektris olevad neeldumisjooned avastas 1814. aastal Fraunhofer (1787—1826), mistõttu neid nimetatakse üldiselt Fraunhoferi joonteks. Need neeldumisjooned on tähistatud tähtedega *A* kuni *H* (vt. joon. 362), võimaldades vajalikku orienteerumist spektri ulatuses.

Hulk kehi, eriti lahuseid, omab iseloomulikke neeldumisspektreid. Uurimisel asetatakse vastav lahus läbipaistvate seintega anumasse, nn. küvetti, mis paigutatakse spektraalaparaadis silma (või fotoplaadi) ja valgusallika vahele. Menetlust, millega mingit keha kvalitatiivselt või kvantitatiivselt neeldumisspektri abil uuritakse, nimetatakse a b s o r p t s i o o n s p e k t r a a l a n a l ü ü s i k s.

Sel meetodil on eeliseid eriti füsioloogias, sest uuritavat keha ei ole siin vaja viia kõrge temperatuurini, nagu see toimub emissioonspektraalanalüüsi puhul.

211. Ultravioletne ja infrapunane kiirgus. Spektri violetsest osast väljapoole paigutatud fotoplaat osutub pärast ilmutamist ja kinnitamist tumenenuks. See katse näitab, et Päikese spektri violetsele kiirgusele järgneb mingi nähtamatu kiirgus. Seda kiirgust nimetatakse u l t r a v i o l e t s e k s kiirguseks. Peatume lähemalt selle kiirguse omaduste juures.



Joon. 362. Päikesespekter, saadud a) võre abil ja b) prisma abil.

Ultravioletsele kiirgusele vastavad lainepikkused elektromagnetilises spektris algavad 400 mμ-st ja ulatuvad röntgenikiirguseni. Päikese ultravioletsest kiirgusest ulatub maapinnani kiirgus lainepikkusega umbes 293 mμ.

Ultravioletsel kiirgusel on ioniseeriv toime, mistõttu ta *ioniseerib tugevasti õhku*. Näiteks kaotab laetud elektroskoop ultravioletsete kiirtega valgustamisel kiiresti oma laengu, sest nende kiirte toimel tekivad õhus ioonid, mis neutraliseerivad elektroskoobi laengu.

Ultravioletne kiirgus on ka keemilise toimega ning kutsub esile keemilist reaktsiooni. Fotoplaadi broomhõbeda kiht laguneb tugevasti nende kiirte mõjul. Hapnik muutub osooniks (O_3). Inimese nahk päevitub, sest naha rakkudes salvestub kiirte mõjul eriline värvaine. Ultravioletne kiirgus tekitab paljude ainete fluorestsentsi.

Ultravioletsel kiirgusel on ka *bioloogiline* toime. Näiteks hävitab see kiirgus baktereid. Mõnede bakterite juures takistab ultravioletne kiirgus nende kasvu ja paljunemist. Ultravioletsete kiirte abil võib suurtes veehoidlates joogivett desinfitseerida.

Kahjulikult mõjub ultravioletne kiirgus aga meie silmadele.

Klaas, vesi ja veeaur ei lase ultravioletset kiirgust hästi läbi, küll aga teevad seda eboniit ja kivisool. Läbipaistvaks ultravioletsele kiirgusele osutub ka kvarts. Harilik klaas neelab peaaegu kõik ultravioletsed kiired. Seepärast ei saa läbi aknaklaasi toas päevitada.

Ultravioletne kiirgus neeldub tugevasti atmosfääris, eriti selles

sisalduva veeauru ja tolmu tõttu. Kõrgmäestikes (eriti talvel) on aga valgus rikas suure ravitoimega ultravioletse kiirguse poolest.

Kunstlikult saadakse ultravioletset kiirgust tänapäeval elavhõbe-kvartslampide abil (vt. § 117).

Väljapoole spektri punase osa piirkonda paigutatud termomeeter näitab temperatuuri tõusu; kõige väiksem on seejuures tõus spektri violetses osas. See katse näitab, et spektri punase osa taga on mingi silmale nähtamatu kiirgus. Seda kiirgust lainepikkusega üle 760 mμ nimetatakse infrapunaseks kiirguseks. Kuumutatud kehade kiirguse uurimisel on jõutud kuni 0,3 mm lainepikkusega infrapunase kiirguseni. Suurim päikesevalguse spektris tõestatav lainepikkus on 5,3 μ. Klaas ja vesi ei lase infrapunast kiirgust läbi, küll teeb seda aga must paber, mis ise on valgusele läbipääsmatu. Katsete juures infrapunase kiirgusega kasutatakse kivisoolast prismasid ja läätsi.

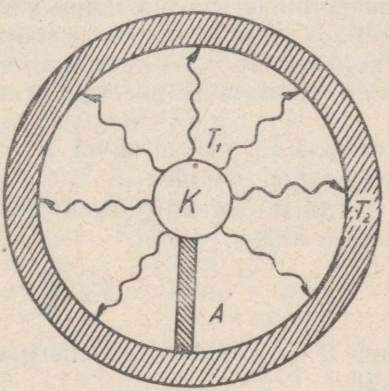
Tuletame siinkohal meelde nn. lavaefekti. Nimelt lasevad kasvuhoonetes kasutatavad lavaklaasid läbi küll päikesekiirgust, mitte aga pikalainelist soojuskiirgust, mida lavas soojenenud mullapind välja saadab. Analoogiline on olukord meie elukorterites, kus kuuma ahju soojuskiirgus ei pääse läbi aknaklaaside välja.

Punane ja infrapunane kiirgus läbib udukihte. Fotografeerimisel uduse ilmaga kasutame (1930. aastast alates) neile kiirtele tundlikke filme. On saadud häid võtteid isegi kuni 200 km kauguselt.

X. KIIRGUSENERGIA

212. Kiirgusenergia mõiste. Kui päikesekiirte teele asetada mingi keha, siis ta temperatuur tõuseb. Tunduvalt suurem on soojenemine siis, kui kumerläätse või nõguspeegli abil päikesekiired ühte punkti (fookusesse) koondada; sinna asetatud kergesti põlevad ained (paber, kuiv puit jms.) süttivad põlema. Viibides kõetud ahju lähedal, tunneme sooja. Need ja paljud teised igapäevasest elust meile kõigile tuntud kogemused näitavad, et kiirguse mõjul kehade temperatuur tõuseb. Soojusõpetusest teame, et keha temperatuuri tõus kajastab ta siseenergia suurenemist. Sellest järeldame, et kiirgus annab kehadele edasi energiat.

Lähtudes energia jäävuse seadusest, tekib küsimus — millise energia arvel kiirgusenergia tekkis? Kogemustest teame, et iga keha, mille temperatuur on teda ümbritsevate kehade omast kõrgem, kaotab soojust, mille tulemusena keha jahtub. Et selgitada, missugusel viisil toimub soojuse äravool kehalt temperatuuriga T_1, asetame selle keha õhutühja anumasse, mille seina temperatuur T_2 on madalam kui T_1: $T_1 > T_2$ (joon. 363). Soojusjuhtivuse vältimiseks asetame keha K soojust mittejuhtiva (täpsemalt öeldes — soojust väga halvasti juhtiva) varda A otsa. Jälgides keha ja anuma seina temperatuure, märkame, et keha temperatuur T_1 langeb, seina temperatuur T_2 aga tõuseb; selline olukord kestab kuni temperatuuride võrdsustumiseni: $T_1 = T_2$. Sel puhul öeldakse, et keha ja anum on saavutanud termilise ehk soojusliku tasakaalu oleku. Keha temperatuuri langemisega tema siseenergia väheneb; anuma seina temperatuuri tõusmisega aga selle siseenergia suureneb. Sellest järeldub, et keha K kaotas energiat, anuma sein aga sai juurde. Et õhk on anumast eemaldatud, siis energia ülekandumine õhu kaudu pole selle puudu-



Joon. 363. Skeem kiirguse ülekandmise selgitamiseks.

mise tõttu võimalik, samuti ei saa soojus levida juhtivuse teel, sest varras A ei ole soojusejuht. Antud juhul toimub energia ülekandumine kiirgamise teel.

Milline on kiirguse füüsikaline olemus? Nagu juba tuntud inglise füüsik J. C. Maxwell enam kui sada aastat tagasi (1856. a.) väitis, on kiirgus elektromagnetiline lainetus. Seetõttu võime kiirguse iseloomustamisel kasutada laineõpetusest tuntud mõisteid, nagu lainepikkus λ, periood T, sagedus ν ja levimiskiirus c.

Kiirgamine ise on aatomite sisemuses toimuv protsess, millel peatume hiljem (vaata § 232).

Nimetame edaspidi kiirgust, mis on tekkinud siseenergia arvel, soojuskiirguseks. Tavalised kiirgajad (tuli, hõõglambid, kehad) on enamasti soojuskiirgajad. Käesolevas peatükis käsitleme peamiselt soojuskiirgust.

213. Kiirgusväli ja selle karakteristikud. Ruumi, kus kiirgus levib, nimetame kiirgusväljaks. Ühes ja samas ruumi osas võivad samal ajal esineda mitu kiirgust. Näiteks atmosfääris on peale päikesekiirguse veel Maa ja atmosfääri pikalainelised kiirgused, õhus leiduvate radioaktiivsete ainete γ-kiirgus jt.

Kiirgusvälja iseloomustamiseks kasutatakse mitmeid karakteristikuid. Neist kõige enam kasutatavad on: kiirgusvoog, kiirgusvoo tihedus ja kiirguse intensiivsus.

a) Kiirgusvooks läbi vaadeldava pinna nimetame kiirgusenergiat, mis läbib seda pinda ühe ajaühiku jooksul. Kui aja t jooksul läbis pinda S kiirgusenergia E, siis ühe ajaühiku jooksul seda pinda läbinud kiirgusenergia hulk ehk kiirgusvoog

$$\Phi = \frac{E}{t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Et kiirgusvoogu mõõdetakse energiaühikuga ühe ajaühiku kohta, s. o. võimsusühikuga, siis võivad kiirgusvoo ühikuks olla mehaanikast tuntud võimsusühikud, nagu vatt või mõni muu. Et kiirgus muutub hõlpsasti soojuseks, siis mõõdetakse kiirgusvoogu tavaliselt ühikutes cal/s, cal/min, cal/tund või cal/aasta. Neid ühikuid kasutatakse peaaegu eranditult meteoroloogias.

b) Kiirgusvoo tiheduseks nimetame ühe ajaühiku jooksul üht pinnaühikut läbinud kiirgusenergia hulka.

Tähistades kiirgusvoo tihedust F-ga, saame esitatud definitsiooni alusel valemi

$$F = \frac{E}{St}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

kus E tähendab kiirgusenergiat, mis läbis pinna S t sekundi jooksul.

Silmas pidades valemit (1), saame kiirgusvoo tiheduse avaldada kiirgusvoo Φ kaudu järgmiselt

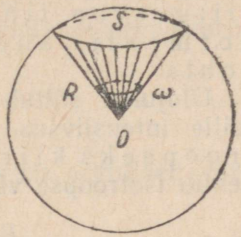
$$F = \frac{\Phi}{S}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

s. o. kiirgusvoo tihedus on ühe pinnaühiku kohta arvestatud kiirgusvoog. Tavaliselt mõõdetakse kiirgusvoo tihedust järgmiste ühikutega: erg/cm²s, vatt/cm²s, cal/cm²s, cal/cm²min. Viimasena mainitud ühikut kasutatakse peamiselt atmosfäärifüüsikas, teisi aga füüsikas.

c) Et kiirguse intensiivsuse käsitlemisel kasutame ruuminurga ja selle ühiku mõisteid, siis peatume esmajärjekorras nendel.

Ruuminurgaks nimetame koonuspinna poolt ümbritsetud ruumi koonuse tipu juures. Ruuminurka tähistatakse tavaliselt tähega ω; ta avaldub koonuspinna poolt kerapinnast väljalõigatud segmendi pinna S ja kera raadiuse R ruudu suhtega:

$$\omega = \frac{S}{R^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$



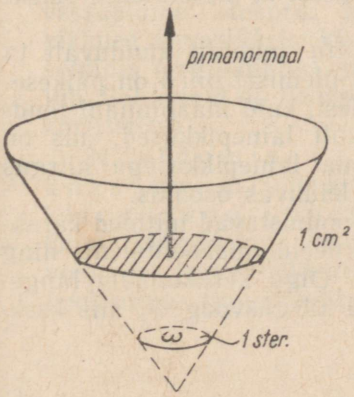
Joon. 364. Ruuminurk.

Ruuminurga ühikuks on steradiaan; see on ruuminurk, mille puhul koonuse poolt kerast eraldatud pindala võrdub kera raadiuse ruuduga: $S = R^2$.

Kogu ruuminurk vaadeldava punkti ümber on

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

sest $S = 4\pi R^2$. Olgu tähendatud, et ruuminurk ei tarvitse sugugi olla kinnine, igalt poolt pindadega piiratud ruumiosa; ta on vaid «külgedelt» pinnaga piiratud, «otsad» aga võivad jääda lahtisteks. Samuti pole oluline, et ruuminurga «külgpinnaks» oleks kooniline pind; selleks võib olla ka mõni teine pind. Ainult lihtsuse mõttes käsitlesime seni seda pinda koonuspinnana.



Joon. 365. Kiirguse intensiivsus on kiirgusvoo tihedus ühe ruuminurga ühiku kohta.

Võtame kiirgusväljas pinna suurusega 1 cm² ja ehitame selle normaali ümber ruuminurga suurusega 1 steradiaan. Kiirgusenergia hulka, mis läbib ühe ajaühiku jooksul üht pinnaühikut ja on arvestatud ühe ruuminurga ühiku kohta pinnanormaali suunas, nimetame kiirguse intensiivsuseks. Kui võrrelda praegu defineeritud kiirguse inten-

siivsuse ja kiirgusvoo tiheduse mõisteid, siis selgub, et erinevus nende vahel on järgmine: kiirgusvoo tiheduse F puhul vaadeldakse igast suunast tulnud kiirgust, intensiivsuse I puhul aga ainult pinnanormaali suunas ühte ruuminurga ühikusse langenud kiirgusenergiat.

Kui kiirgus levib paralleelsete kiirte kimbuna ja langeb pinnale risti, siis kiirgusvoo tihedus on võrdne intensiivsusega. Mitteparalleelsete kiirte puhul tuleb aga nimetatud mõistete vahel vahet teha.

Silmas pidades eespool käsitletud kiirgusvoo tiheduse ja intensiivsuse mõisteid, võime intensiivsust defineerida kui kiirgusvoo tihedust, mis on arvestatud pinnanormaali suunas võetud ruuminurga ühiku kohta.

Üldjuhul sõltub kiirguse intensiivsus suunast. Kiirgusvälja, mille intensiivsus on igas suunas ühesugune, nimetame isotroopseks kiirgusväljaks. Nagu lähem arutlus näitab, kehtib isotroopse välja puhul valem

$$F = \pi I, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

kus F tähendab kiirgusvoo tihedust ja I — kiirguse intensiivsust.

214. Kiirguse neeldumine ja selle kvantitatiivsed karakteristikud. Keskkonnas kohtub kiirgus oma teel aineosakestega, mis teda neelavad ja hajutavad. Neeldumisel muutub kiirgusenergia teisteks energialiikideks, näiteks siseenergiaks (soojus), keemiliseks energiaks, elektrienergiaks (fotoefekt) jt. Uurimised näitavad, et aineosakesed neelavad erineva lainepikkusega kiirgusi erinevalt. Näiteks tavaline aknaklaas neelab täielikult ultravioletse ja infrapunase kiirguse, kuid laseb võrdlemisi hästi läbi nähtavat valgust. Sellist neeldumist, mis sõltub lainepikkusest λ, nimetatakse selektiivseks (valivaks) neeldumiseks.

Kiirguse selektiivse neeldumise tõttu muutub tunduvalt ta spektraalne koostis. Näiteks atmosfääri ülemisel piiril on päikesekiirgus rikas ultravioletse kiirguse poolest, kuid maapinnani jõudnud päikesekiirguses puuduvad täielikult lainepikkused, mis on väiksemad kui 290 mμ. Sellest lühema lainepikkusega kiirgus neeldus täielikult kõrgemates kihtides leiduvas osoonis.

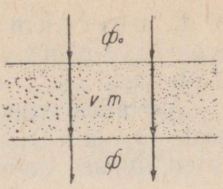
Kiirguse neeldumist keskkonnas iseloomustavad mitmed karakteristikud. Neist kasutatavamad on neeldumiskoefitsient ning neeldumise ruumi- ja massikoefitsient. Olgu keskkonnale langenud kiirgusvoog Φ_0 ja sellest väljunud kiirgusvoog Φ, siis keskkonna poolt neelatud kiirgusvoog on

$$\Delta\Phi = \Phi_0 - \Phi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Keskkonna neeldumiskoefitsiendiks nimetame keskkonnas neeldunud kiirgusvoo suhet keskkonnale langenud kiirgusvoosse. Tähistades neel-

dumiskoefitsienti tähega a, saame eelmise definitsiooni alusel valemi

$$a = \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$



Joon. 366. Skeem neeldumiskoefitsientide selgitamiseks.

Neeldumiskoefitsienti a saab avaldada ka kiirgusvoo tiheduse ja intensiivsuse kaudu. Olgu kihile langenud kiirgusvoo tihedus F_0, läbinud kiirguse tihedus F, kihi pindala, millele kiirgus langeb, — S, siis eelmises paragrahvis toodud valemi (3) alusel võime kirjutada $\Phi_0 = F_0 S$ ja $\Phi = S \cdot F$ ning $\Delta\Phi = F_0 S - FS = S(F_0 - F) = S \cdot \Delta F$, kus $\Delta F = F_0 - F$. Asendades need suurused valemis (2), saame

$$a = \frac{\Delta F}{F_0} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Et paralleelsete kiirte puhul intensiivsus on arvuliselt võrdne kiirgusvoo tihedusega, siis

$$a = \frac{\Delta I}{I_0} , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

kus ΔI on kihis neeldunud ja I_0 — kihile langenud kiirguse intensiivsus. Valemid (2), (3) ja (4) on kujult sarnased, seepärast jääb ka neeldumiskoefitsiendi definitsioon kiirgusvoo tiheduse ja intensiivsuse kaudu analoogiliseks eespool antud definitsioonile. Erinevus on vaid selles, et sõna «kiirgusvoog» tuleb asendada kiirgusvoo tiheduse ja intensiivsusega.

Neeldumiskoefitsienti on otstarbekas kasutada siis, kui kiire poolt läbitava tee pikkus keskkonnas ei muutu. Sageli aga esineb vastupidine olukord. Näitena võiksime tuua päikesekiire teepikkuse atmosfääris: kiire tee on kõige lühem siis, kui Päike asub seniidis (lagipunktis), ja kõige pikem — kui Päike tõuseb või loojub. Sel korral on kohasem kasutada neeldumise ruumi- või massikoefitsienti.

Neeldumise ruumikoefitsiendiks nimetame ühes ruumiühikus oleva aine poolt neelatud kiirgusvoo suhet talle langenud kiirgusvoosse. Olgu ruumiühikule langenud kiirgusvoog Φ_0, neeldunud kiirgusvoog $\Delta\Phi$ ja vaadeldava kiirgusvoo poolt läbitav ruumala V, siis neeldumise ruumikoefitsient

$$\alpha = \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0 V} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Silmas pidades valemit (2), võime kirjutada

$$\alpha = \frac{a}{V} , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

s. t. neeldumise ruumikoefitsient on neeldumiskoefitsient, mis on arvestatud ühe ruumiühiku kohta.

Asetades valemisse (6) a asemele vastavad avaldised valemitest (3) ja (4), saame α määramiseks kiirgusvoo tiheduse ja intensiivsuse kaudu järgmised valemid:

$$\alpha = \frac{\Delta F}{F_0 V}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

või

$$\alpha = \frac{\Delta I}{I_0 V}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Analoogiliselt neeldumise ruumikoefitsiendile saame defineerida neeldumise massikoefitsienti kui ühe massiühiku poolt neelatud kiirgusvoo suhet sellele langenud kiirgusvoosse. Kui ruumalas V sisalduv mass on m, siis esitatud definitsiooni alusel neeldumise massikoefitsient

$$k = \frac{\Delta \Phi}{\Phi_0 m}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Asetades $\frac{\Delta \Phi}{\Phi_0}$ asemele temaga võrdse suuruse a, saame

$$k = \frac{a}{m}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

s. o. neeldumise massikoefitsient on ühe massiühiku kohta arvestatud neeldumiskoefitsient. Asendades a talle vastavate suurustega valemitest (3) ja (4), saame

$$k = \frac{\Delta F}{F_0 m}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

või

$$k = \frac{\Delta I}{I_0 m}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Kui kiirgust neelava keskkonna tihedus on ϱ, siis ruumalas V leiduv mass $m = V\varrho$. Asetades selle valemisse (10) ja võrreldes tulemust valemiga (6), saame neeldumise ruumi- ja massikoefitsientide vahel seose

$$\alpha = k\varrho. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

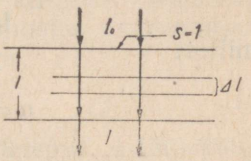
Neeldumiskoefitsiente võib kasutada nii kogukiirguse, mis sisaldab kõiki lainepikkusi, kui ka monokromaatse kiirguse (koosneb sama lainepikkusega kiirgusest) jaoks. Viimasel juhul tulevad koefitsiendid varustada lainepikkust näitava indeksiga «λ»: a_λ, α_λ, k_λ.

215. Bouguer' seadus. Matemaatilise seose keskkonnale langenud ja seda läbinud kiirguste intensiivsuste ning kiire teepikkuse vahel annab Bouguer' (loe: bugee) valem. Selle tuletamisel lähtume eeldusest, et õhukeses kihis neeldunud kiirgus on võrdeline kihile langenud kiirguse intensiivsusega ja kiire teepikkusega kihis. Tähistades neeldunud kiirguse ΔI-ga ja kiire teepikkuse Δl-ga, saame

$$\Delta I = -\alpha I \Delta l. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

(Miinusmärk näitab, et kiirguse intensiivsus vaadeldavas kihis kahaneb.) Sellest valemist saame

$$\alpha = -\frac{\Delta I}{I \Delta l}.$$



Joon. 367. Skeem Bouguer' valemi tuletamise juurde.

Et intensiivsuse definitsioonis pindala, millele langeb kiirgus, on 1 pinnaühik, siis Δl on arvuliselt võrdne kiirtekimbu poolt läbitud ruumalaga vaadeldavas kihis. Seega α on neeldumise ruumikoefitsient. Valem (1) kehtib väga õhukese kihi kohta. Kui aga kiht ei ole õhuke, vaid teatud paksusega l (joon. 367), siis — nagu näidatakse matemaatikas — on kehtiv järgmine seos

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

kus I on kihist väljunud kiirguse intensiivsus, I_0 — kihile langenud kiirguse intensiivsus, $e = 2{,}718$ — loomulikkude logaritmide alus, α — neeldumise ruumikoefitsient ja l — kiire tee pikkus keskkonnas. Valemi (2) avastas eksperimentaalselt prantsuse teadlane Bouguer' (1729. a.) ja hiljem (1760. a.) tuletas selle teoreetiliselt sakslane Lambert. Valem (2) annab edasi Bouguer' seaduse, mida võime sõnastada järgmiselt: keskkonnast läbiminekul kahaneb kiirguse intensiivsus eksponentsiaalselt neeldumiskoefitsiendi ja teepikkuse korrutisega.

Bouguer' valemile võib anda ka teise kuju. Selleks tähistame

$$e^{-\alpha} = p. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

ja nimetame seda läbipaistvuse- ehk transmissioonikoefitsiendiks. Asetades selle valemisse (2), saame

$$I = I_0 p^l. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Kui teepikkus $l = 1$, siis

$$I = I_0 p,$$

millest

$$p = \frac{I}{I_0}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Viimasest valemist selgub ka p tähendus — läbipaistvuse koefitsient p on arv, mis näitab, kui suure osa moodustab kihist paksusega üks pikkuseühik läbinud kiirguse intensiivsus kihile langenud kiirguse intensiivsusest.

Neeldumiskoefitsienti α saab määrata valemist (2), läbipaistvuse koefitsienti p aga valemi (4) järgi. Selleks on tarvis mõõta kihile langenud kiirguse intensiivsus I_0, kihist väljunud kiirguse intensiivsus I ja kiire teepikkus selles kihis. Teades neid, saame valemist (2) avaldada α järgmiselt. Logaritmides valemi (2) mõlemaid pooli, saame

$$\log I - \log I_0 = -0{,}4343\,\alpha l,$$

millest

$$\alpha = 2{,}3026\,\frac{\log I_0 - \log I}{l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Analoogiliselt leiame valemist (4), et

$$\log p = \frac{\log I - \log I_0}{l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Kui mingil põhjusel ei ole I_0 võimalik mõõta (näiteks atmosfääri ülemisele piirile ei saa mõõteriistu paigutada), siis tuleb mõõta kiirguse intensiivsus kahes erinevas kohas, millele vastavad kiire teepikkused on l_1 ja l_2. Olgu teepikkusele l_1 vastav intensiivsus I_1 ja l_2-le vastav I_2, siis valemi (2) järgi:

$$I_1 = I_0 e^{-\alpha l_1}$$

ja

$$I_2 = I_0 e^{-\alpha l_2}.$$

Jagades esimese võrduse teisega ja logaritmides saame

$$\log I_1 - \log I_2 = 0{,}4343\,\alpha(l_2 - l_1),$$

millest

$$\alpha = 2{,}3026\,\frac{\log I_1 - \log I_2}{l_2 - l_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Analoogiliselt leiame valemi (4) alusel

$$\log p = \frac{\log I_1 - \log I_2}{l_1 - l_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Eespool käsitletud Bouguer' valem kujul (2) või (4) on rangelt kehtiv monokromaatse kiirguse puhul. Praktikas aga kasutatakse Bouguer' valemit sageli ka kogu- ehk integraalse kiirguse (sisaldab kõiki lainepikkusi) puhul. Tuleb aga tähendada, et sel korral osutub Bouguer' valem ligikaudseks. Põhjus peitub selles, et monokromaatse kiirguse puhul on α ja p teepikkusest l sõltu-

matud, integraalse kiirguse puhul aga sõltuvad nad sellest selektiivse neeldumise ja hajumise tõttu. See asjaolu muudab Bouguer' valemi rakendamise integraalse kiirguse kohta väga raskeks.

Märkusi: 1. Monokromaatse kiirguse korral varustatakse tavaliselt lainepikkusest sõltuvad suurused valemites (2) ja (4) indeksiga «λ». Nendeks suurusteks on: I_λ, $I_{o,\lambda}$, α_λ ja p_λ.

2. Kiirgus nõrgeneb keskkonnas mitte ainult neeldumise, vaid ka hajumise tõttu. Seepärast võib α all mõista mitte ainult neeldumise, vaid üldse nõrgenemise ruumikoefitsienti, mis arvestab peale neeldumise ka hajumisest tingitud kiirguse nõrgenemist.

216. Beeri seadus. See seadus käsitleb kiirguse neeldumist lahustes. Katsed näitavad, et neeldumisel lahustes on ruumikoefitsient α võrdeline lahuse kontsentratsiooniga:

$$\alpha = Ac, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

kus c on lahuse kontsentratsioon ja A — võrdetegur. A füüsikalise tähenduse leiame, kui võtame valemis (1) $c = 1$; sel korral

$$\alpha = A,$$

s. t. A on neeldumise ruumikoefitsient lahuse jaoks, mille kontsentratsioon on üks. Valemit (1), mis näitab, et lahuse neeldumise ruumikoefitsient on võrdeline kontsentratsiooniga, nimetatakse Beeri seaduseks.

Beeri seadus on kehtiv juhul, kui lahustatud aineosakesed kiirguse neeldumisel üksteist ei mõjusta. Kirjeldatud olukord esineb siis, kui lahustatud osakesed asuvad lahustajas üksteisest küllalt kaugel, s. t. kui lahuse kontsentratsioon on väike. Vastasel korral asuvad osakesed üksteise lähedal ja mõjustavad üksteist vastastikku, mistõttu Beeri seadus kaotab oma kehtivuse.

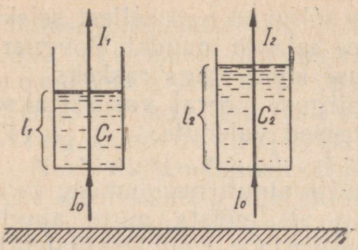
Asetades Bouguer' valemis α asemele temaga võrdse suuruse Ac, saame Bouguer'-Beeri valemi:

$$I = I_0 e^{-Acl} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Sellest nähtub, et lahustes kahaneb kiirguse intensiivsus eksponentsiaalselt kontsentratsiooni ja teepikkuse korrutisega ning sõltub A kaudu lahustatud ja lahustaja ainetest.

Bouguer'-Beeri seadust rakendatakse praktiliselt lahuse kontsentratsiooni määramisel lahust läbinud kiirguse kaudu nn. kolorimeetrilise meetodi abil.

217. Lahuse kontsentratsiooni määramine kolorimeetrilise meetodiga. Olgu meil sama aine kaks lahust, mille kontsentratsioonid on vastavalt c_1 ja c_2. Juhime neist läbi võrdse intensiivsusega kiirguse. Et lahuste kontsentratsioonid erinevad, siis sama paksusega kihi puhul neelab tugevama kontsentratsiooniga lahus kiirgust rohkem kui vähema kontsentratsiooniga lahus. Selle tule-



Joon. 368. Skeem lahuse kontsentratsioonide määramise juurde.

museks on, et lahusest väljunud kiirguste intensiivsused I_1 ja I_2 pole võrdsed. Muudame lahuse kihtide paksust nii, et väljunud kiirguste intensiivsused muutuvad võrdseteks; olgu sel korral kontsentratsiooniga c_1 kihi paksus l_1 ja kontsentratsiooniga c_2 oma l_2. Bouguer'-Beeri seaduse põhjal:

$$I_1 = I_0 e^{-Ac_1l_1}$$

ja

$$I_2 = I_0 e^{-Ac_2l_2}.$$

Et $I_1 = I_2$, siis

$$I_0 e^{-Ac_1l_1} = I_0 e^{-Ac_2l_2},$$

millest

$$c_1l_1 = c_2l_2$$

ehk

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{l_2}{l_1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Järelikult sama aine lahustes neelavad võrdselt kiirgust kihid, mille paksused on pöördvõrdelised lahuste kontsentratsioonidega. Tavaliselt sõnastatakse seda lühidalt nii: sama aine lahuste puhul on kihtide paksused pöördvõrdelised lahuste kontsentratsioonidega.

Näeme, et lahuse kontsentratsiooni määramine kolorimeetrilise meetodiga taandub kihtide paksuste mõõtmisele. Teades ühe vedeliku kontsentratsiooni, saab valemi (1) järgi hõlpsasti määrata teise oma.

Riista, mille abil lahuse kontsentratsiooni määramine toimub valguse neeldumise kaudu, nimetatakse kolorimeetriks. Selle lähem kirjeldus on toodud «Füüsika praktikumis» I.

218. Absoluutselt musta keha mõiste. Soojuskiirguse käsitlemisel etendab tähtsat osa nn. absoluutselt must keha. Selle all mõistame keha, mis neelab iga lainepikkusega kiirguse täielikult; seega tema neeldumiskoefitsient a on kõigi lainepikkuste jaoks sama ning võrdub ühega: $a = 1$.

Tegelikult ei ole kehad absoluutselt mustad, sest teatud osa kiirgusest peegeldub neilt ikka tagasi. Tabelis nr. 11 on näitena toodud mõnede looduslike pindade neeldumiskoefitsiendid päikesekiirguse jaoks.

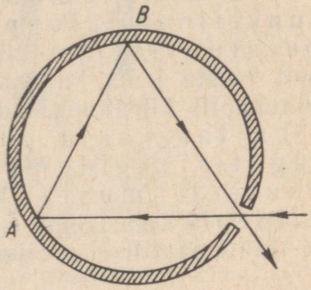
Paljude pindade neeldumiskoefitsiendid sõltuvad kiirte langemisnurgast — mida suurem on langemisnurk, seda vähem kiirgust neeldub. Nii näiteks neelab veepind päikesekiirte 60°-se langemisnurga juures 92%, 84°-se langemisnurga juures aga 30% pinnale langenud kiirgusest.

Tabel 11

Mõnede pindade neeldumiskoefitsiendid.

Pind	Neeldumis-koefitsient	Pind	Neeldumis-koefitsient
Must maa (kuiv)	0,86	Rukis	0,77—0,82
Must maa (niiske)	0,92	Rohi	0,74—0,82
Savi	0,77—0,84	Okaspuud	0,86—0,90
Liiv	0,60—0,82	Jää	0,59—0,88
		Vesi	0,30—0,98

Kuigi tegelikud kehad pole absoluutselt mustad, on siiski võimalik valmistada keha, milles kiirgus neeldub väga sarnaselt neeldumisele absoluutselt mustas kehas. Selleks võtame õõnsa kera, mille seinasse on tehtud väike ava (joon. 369). Läbi ava sisenenud kiirgus peegeldub mitu korda anuma seintelt, kusjuures igal peegeldumisel teatud osa temast neeldub. Peale paljukordseid peegeldusi on avast väljunud kiirguse intensiivsus praktiliselt null. Võrreldes ava tema kõrvale asetatud tahmatud pinnaga, paistab esimene palju tumedamana. Samal põhjusel paistavad hoonete akna- ja ukseavad tumedatena sellele vaatamata, et ruumi seinad pole mustad. Esimesena kasutas selliselt valmistatud absoluutselt musta keha kiirgust vene füüsik V. A. Mihelson (1893. a.), kellel on silmapaistvaid teeneid soojuskiirguse uurimise ja aktinomeetria alal.



Joon. 369. Praktiliselt absoluutselt must keha.

Absoluutselt musta keha kiirgus ei sõltu õõnsuse seinte omadustest ja kiirguse levimise suunast, s. t. see kiirgus on universaalne ja isotroopne. Seetõttu on ka absoluutselt musta keha kiirgamisseadused ühtsemad kui reaalsetel kehadel, mille kiirgused sõltuvad kiirgava keha omadustest ja kiirguse levimissuunast.

Absoluutselt musta keha kiirgamise kohta kehtivad Plancki, Stefani-Boltzmanni ja Wieni nihkeseadus. Seose absoluutselt musta ja reaalse keha kiirguste vahel annab Kirchhoffi seadus.

219. Kirchhoffi kiirgamisseadus. Kiirgamisseaduste käsitlemisel etendab tähtsat osa keha kiirgamisvõime mõiste. Keha kiirgamisvõimeks *e* nimetame kiirgusenergia hulka, mida kiirgab selle keha üks pinnaühik ühe ajaühiku jooksul. cgs-süsteemis defineerime keha kiirgusvõimet kui kiirgusenergia hulka ergides, mida kiirgab 1 cm^2 suurune pind ühe sekundi jooksul. Kiirgusenergia praktiliseks ühikuks on kalor.

Kehade kiirgamisvõime ei ole universaalne, vaid sõltub kiirgavast kehast endast. Sama keha puhul sõltub kiirgamisvõime e kiirguse lainepikkusest λ ja keha temperatuurist. Seepärast märgitakse monokromaatse kiirguse puhul kiirgamisvõime e tähise juurde indeksina lainepikkus λ — e_λ ja temperatuuri tähistamiseks teise indeksina T; seega monokromaatset kiirgamisvõimet temperatuuril T tähistame $e_{\lambda,T}$.

Kui käsitleda keha kogu kiirgamisvõimet, s. o. vaadelda kõiki lainepikkusi, mida keha üldse kiirgab, siis tähistatakse keha kiirgamisvõimet e_T. Absoluutselt musta keha monokromaatset kiirgamisvõimet tähistame $E_{\lambda,T}$ ja kogu kiirgamisvõimet E_T.

Kirchhoffi kiirgamisseadus käsitleb kiirgamise ja neeldumise vahekorda mingi keha soojusliku tasakaalu puhul. See seadus väidab, et soojusliku tasakaalu puhul keha kiirgamisvõime ja neeldumiskoefitsiendi suhe ei sõltu keha omadustest, vaid on universaalne funktsioon lainepikkusest ja absoluutsest temperatuurist. See universaalne funktsioon on võrdne absoluutselt musta keha kiirgamisvõimega. Seda silmas pidades saame Kirchhoffi kiirgamisseadust sõnastada ka lühemalt: soojusliku tasakaalu puhul on keha kiirgamisvõime jagatis neeldumiskoefitsiendiga võrdne absoluutselt musta keha kiirgamisvõimega sama lainepikkuse ja temperatuuri juures.

Matemaatiliselt väljendub Kirchhoffi seadus järgmiselt:

$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = E_{\lambda,T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

ehk kogukiirguse puhul

$$\frac{e_T}{a_T} = E_T, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

kus $a_{\lambda,T}$ tähendab neeldumiskoefitsienti monokromaatse, a_T — kogukiirguse puhul, $E_{\lambda,T}$ — absoluutselt musta keha kiirgamisvõimet monokromaatse ja E_T — kogukiirguse puhul.

Kirchhoffi kiirgamisseaduse tähtsus seisneb selles, et ta seob vaadeldava reaalse keha kiirgamisvõime, mis sõltub keha omadustest, absoluutselt musta keha kiirgamisvõimega, mis ei sõltu õõnsuse seinte omadustest.

Lõpuks teeme Kirchhoffi seadusest mõned praktilise tähtsusega järeldused.

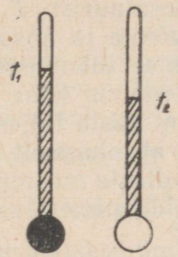
1) Valemist (2) saame

$$e_T = a_T E_T \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

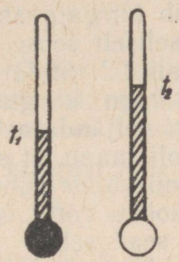
Et tegelikkudel kehadel $a_T < 1$, siis ka $e_T < E_T$; seega reaalsete kehade kiirgamisvõime on väiksem kui absoluutselt mustal kehal. Teisiti öeldes — absoluutselt must keha, olles suurim kiirguse neelaja, on ühtlasi ka kõige intensiivsem kiirgaja.

2) Jääva temperatuuri juures on $E_T = \text{const}$; sel korral keha kiirgamisvõime on võrdeline neeldumiskoefitsiendiga. Sama mõtet saame lihtsamalt väljendada järgmiselt: mida rohkem keha kiirgust neelab, seda tugevamini ta sama temperatuuri juures kiirgab. Toome selle kohta mõned näited.

Kui päikesepaistelisele kohale asetada kõrvuti kaks termomeetrit, millest ühe reservuaar on tahmatud, teisel aga läikiv, siis esimene näitab kõrgemat temperatuuri kui teine (joon. 370). Põhjuseks on see, et musta reservuaariga termomeeter neelab kiirgust rohkem. Soojendades aga mõlemaid termomeetreid sama tempera-



Joon. 370. Musta reservuaariga termomeeter näitab kõrgemat temperatuuri.



Joon. 371. Termomeeter musta reservuaariga jahtub kiiremini kui heleda reservuaariga.

tuurini ja lastes seejärel neil jahtuda, näitab tahmatud reservuaariga termomeeter madalamat temperatuuri (joon. 371). Sellest tuleb järeldada, et tahmatud reservuaariga termomeeter kiirgab tugevamini kui heleda reservuaariga.

Neil kaalutlusil tehakse soojuskadude vältimiseks keedunõude (elektrikeetja, kannud, kastrulid) välispind läikivaks; suvel kantakse heledaid riideid, mis neelavad päikesekiirgust vähem kui tumedad, talvel aga vastupidi — kantakse tumedaid riideid, mis neelavad kiirgust rohkem. Sama põhjusega seletame, miks kevadel määrdunud lumi (tahmaga, liivaga, prahiga jne. kaetud) sulab kiiremini kui puhas. Siit tuleneb lihtne praktiline võte lume kiireks sulatamiseks kevadel — lumele tuleb külvata tumedaid aineid, nagu tahma, turbamulla puru jms.

3) Võttes valemis (1) $a_{\lambda,T} = 0$, saame ka $e_{\lambda,T} = 0$. See tähendab, et niisuguste lainepikkuste kiirgusi, mida keha ei neela, ta sama temperatuuri juures ka ei kiirga. Naatriumi aur ei neela näiteks sinist valgust ning ei kiirga ka seda.

4) Viimane lause ei ole aga ümberpööratav, s. t. keha võib küll teatud lainepikkusega kiirgust neelata, s. o. $a_{\lambda,T} \neq 0$, kuid ta ei pruugi sama lainepikkust kiirata. Selline olukord esineb, kui

keha antud temperatuurile vastav absoluutselt must kiirgaja vaadeldavat lainepikkust ei kiirga, s. t. $E_{\lambda,T} = 0$. Tõepoolest, sel korral $e_{\lambda,T} = 0$ vaatamata sellele, et $a_{\lambda,T} \neq 0$. See fakt on kooskõlas meie tegelikkude kogemustega. Nii näiteks must keha (süsi) tavalise temperatuuri juures neelab küll nähtavat valgust, kuid ei kiirga ise seda, sest tavalisel temperatuuril absoluutselt must keha ei kiirga nähtavat kiirgust.

220. Stefani-Boltzmanni seadus. Nagu eelmises paragrahvis nägime, sõltub keha kiirgamisvõime lainepikkusest ja absoluutsest temperatuurist. Liites keha poolt kiiratud kõigile lainepikkustele vastavad kiirgamisvõimed, saame kogu kiirgamisvõime. On selge, et see sõltub kiirgaja absoluutsest temperatuurist T. Esimesena määras katseliselt seose kogu kiirgamisvõime ja absoluutse temperatuuri vahel J. Stefan (1879). Mõõtmise tulemustest järeldas ta, et keha kogu kiirgamisvõime on võrdeline keha absoluutse temperatuuri neljanda astmega. Alles mõni aasta hiljem (1884. a.) näitas L. Boltzmann, et see on õige vaid absoluutselt musta keha kogu kiirgamisvõime puhul. Mõlemate teadlaste uurimuste tulemused võime kokku võtta üheks lauseks, mida nimetatakse Stefani-Boltzmanni seaduseks.

Absoluutselt musta keha kogu kiirgamisvõime on võrdeline tema absoluutse temperatuuri neljanda astmega:

$$E = \sigma T^4, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus võrdetegurit

$$\sigma = 5{,}735 \cdot 10^{-5} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\text{s kraad}^4} = 1{,}365 \cdot 10^{-12} \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2\text{s kraad}^4} =$$

$$= 0{,}819 \cdot 10^{-10} \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 \text{ min kraad}^4}$$

nimetatakse Stefani-Boltzmanni konstandiks, mis on määratav katseliselt.

Stefani-Boltzmanni seadus kujul $E = \sigma T^4$ on rangelt kehtiv ainult absoluutselt musta keha puhul. Teiste, mitte absoluutselt mustade kehade puhul tuleb valemiga (1) antud seadust täiendada. Seda võime teha kahel viisil: 1) andes seadusele üldisema kuju $e = AT^n$, kus A ja n tuleb katseliselt määrata (absoluutselt musta keha puhul $A = \sigma$ ja $n = 4$ või 2) säilitades temperatuuri neljanda astme, korrutame σ teguriga δ; sel korral keha kogu kiirgamisvõime

$$e_T = \delta\sigma T^4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Kirjutades Kirchhoffi seaduse integraalse kiirguse jaoks, saame

$$\frac{e_T}{a_T} = \sigma T^4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Asendades e_T valemist (2) temaga võrdse suurusega, saame

$$\delta = a, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

s. o. kordaja δ on kogukiirguse neeldumiskoefitsient. Mõõtmised näitavad, et valem (2) on reaalsete kehade puhul siiski ligikaudne valem — nii kordaja δ kui ka astmenäitaja sõltuvad teatud määral temperatuurist. Stefani-Boltzmanni seadust rakendatakse kehade temperatuuri mõõtmisel kiirguse kaudu. Tõepoolest, teades E ja σ, saame valemist (1):

$$T = \sqrt[4]{\frac{E}{\sigma}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Keha temperatuuri arvutamise näitena Stefani-Boltzmanni seaduse järgi vaatleme Päikese temperatuuri määramist. Maakera õhkkonna ülemisel piiril kiirtega risti asetatud 1 cm^2 suurusele pinnale langeb Päikeselt 1 minuti jooksul kiirgust $J_0 = 1{,}91 \frac{cal}{cm^2\,min}$ või ühe sekundi jooksul $\frac{1{,}91}{60} \frac{cal}{cm^2\,s} = 0{,}032 \frac{cal}{cm^2\,s}$.

Kujutleme Päikese ümber kera, mille raadius R on võrdne Maa keskmise kaugusega Päikesest (150 000 000 km). Seda kerapinda läbinud Päikese kiirgusvoog on $4\pi R^2 \cdot 0{,}032 \frac{cal}{s}$. Kui Päikese ja Maa vahelises ruumis kiirgus ei nõrgene (puudub keskkond), siis kiirgusvoog Päikese pinnalt on niisama suur. Teades Päikese raadiust $r \approx 700\,000$ km, saame arvutada Päikese pinna kiirgamisvõime

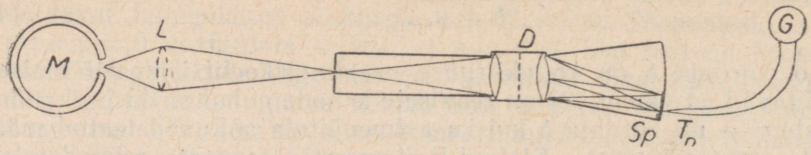
$$E = \frac{4\pi R^2 \cdot 0{,}032}{4\pi r^2} = 0{,}032 \left(\frac{R}{r}\right)^2 = 0{,}032 \left(\frac{1500}{7}\right)^2.$$

Asendades leitud E ja σ väärtused valemis (4), saame Päikese temperatuuri

$$T = \sqrt[4]{\frac{0{,}0320}{1{,}365 \cdot 10^{-10}} \cdot \left(\frac{1500}{7}\right)^2} \approx 5700°K.$$

Sel teel arvutatud Päikese temperatuur pole tõeline, sest Päike pole absoluutselt must keha; Päikese tegelik temperatuur on paarisaja kraadi võrra kõrgem.

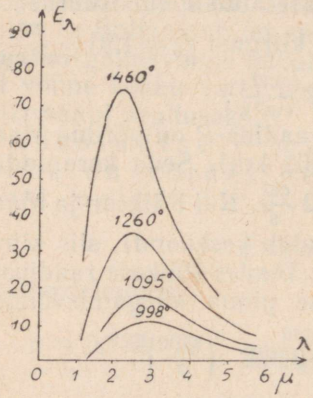
221. Wieni nihkeseadus. Stefani-Boltzmanni seadus määrab küll absoluutselt musta keha kogu kiirgamisvõime sõltuvuse absoluutsest temperatuurist, kuid jätab lahtiseks kiirgusenergia jaotuse küsimuse lainepikkuste järgi. Sellele küsimusele vastuse leidmiseks tekitame absoluutselt musta keha kiirgusspektri ja mõõdame tundliku termoelemendiga kiirguse tugevust spektris mitmesuguste lainepikkuste juures. Joonisel 372 on kujutatud vastava katse skeem: M on kiirgav absoluutselt must keha, L — lääts kiirguse koondamiseks difraktsioonivõrele D, Sp — spekter, T_n — termoelement, millega mõõdame kiirguse tugevust spektris, ja G —



Joon. 372. Skeem absoluutselt musta keha kiirguse tugevuse mõõtmise jaoks lainepikkuste järgi.

tundlik galvanomeeter.

Need mõõtmised näitavad, et minnes termoelemendiga lühema laine poolt pikema poole kasvab kiirguse intensiivsus ja saavutab teatud lainepikkuse juures maksimaalse suuruse. Nimetame seda lainepikkust, mille juures kiirguse intensiivsus on suurim, maksimaalse energiaga lainepikkuseks ja tähistame seda λ_{max}. Edasi näitavad katsed, et keha temperatuuri tõstmisel väheneb maksimaalse energiaga lainepikkus λ_{max}, s. t. kiirguse energia maksimum nihkub lühemate lainete poole. Katse tulemused on graafiliselt kujutatud joonisel 373, kus rõhtteljele on kantud lainepikkused ja püstteljele absoluutselt musta keha kiirgamisvõime E_λ. W. Wien, uurides teoreetiliselt λ_{max} ja T vahelist seost, leidis, et absoluutselt musta keha kiirguse puhul maksimaalse energiaga lainepikkuse ja keha absoluutse temperatuuri korrutis on konstantne



Joon. 373. Energia maksimumi nihkumine lühemate lainete poole.

$$\lambda_{max} \cdot T = b, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus b on katseliselt määratav konstant ja arvuliselt $b = 2886\ \mu \cdot$ kraad. Nagu valemist (1) näha, nihkub energia maksimum temperatuuri tõusmisel lühemate lainete poole ja vastupidi — temperatuuri langemisel pikemate lainete poole. Valemiga (1) matemaatiliselt edasiantud seadust nimetame Wieni nihkeseaduseks. Valemit (1) rakendatakse absoluutselt mustade kehade temperatuuri mõõtmisel. Teades spektris energia maksimumile vastavat lainepikkust, saame arvutada temperatuuri:

$$T = \frac{2886}{\lambda_{max}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

kus λ_{max} on mõõdetud mikronites (μ).

Näiteks, päikesespektris atmosfääri ülemisel piiril on energia maksimum $\lambda_{max} = 470\ m\mu = 0{,}47\ \mu$, seega

$$T = \frac{2886}{0{,}47} \approx 6000^\circ\ K.$$

Võrreldes seda Stefani-Boltzmanni seaduse järgi arvutatud temperatuuriga, tekib umbes 300°-ne erinevus, mis on tingitud erinevatest lähtekohtadest temperatuuri arvutamisel: Stefani-Boltzmanni seaduse järgi temperatuuri arvutamisel püstitame küsimuse — milline peab olema absoluutselt musta keha temperatuur, et tema kogu kiirgamisvõime oleks võrdne Päikese omaga. Wieni nihkeseaduse rakendamisel püstitame küsimuse — milline peab olema absoluutselt musta keha temperatuur, et tema energiamaksimum ühtiks Päikese kiirgusenergia maksimumiga.

222. Plancki seadus. Möödunud sajandi viimasel aastakümnel oli kogunenud rikkalik katseline materjal absoluutselt musta keha kiirguse kohta ning püüti teoreetiliselt leida kiirgusenergia jaotust absoluutselt musta keha kiirguse spektris. Kuid siin põrgati ületamatutele raskustele — ükski teooria polnud kooskõlas katseliste tulemustega. See vastuolu teooria ja praktika vahel lahendati käesoleva sajandi algul tuntud füüsiku M. Plancki poolt. Planck lähtus seisukohast, et elementaarsete protsesside puhul kehtivad mikromaailmale spetsiifilised seadused. Kuna kiirgamine on seotud elementaarsete protsessidega aatomites, siis Planck eeldas, et kiirgus ei ole pidev energiavoog, vaid koosneb üksikutest, teatud kindlatest energiahulkadest ehk k v a n t i d e s t. Viimane sõltub sagedusest ja on sellega võrdeline:

$\varepsilon = h\nu$, kus ε on kiirguskvant, ν — kiirguse sagedus ja $h = 6{,}624 \cdot 10^{-27}$ (erg · s) on Plancki konstant.

Lähtudes sellest eeldusest, tuletas Planck teoreetiliselt seose absoluutselt musta keha kiirgamisvõime $E_{\lambda,T}$, lainepikkuse λ ning keha absoluutse temperatuuri T vahel:

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{ch}{\kappa\lambda T}} - 1}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

kus $E_{\lambda,T}$ on absoluutselt musta keha kiirgamisvõime temperatuuril T ja lainepikkusel λ, $c = 3 \cdot 10^{10}\ \frac{cm}{s}$ — valguse kiirus vaakuumis, $h = 6{,}624 \cdot 10^{-27}$ erg · s — nn. Plancki konstant, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/kraad — Boltzmanni konstant ja $e = 2{,}718$ — loomulikkude logaritmide alus.

Valemiga (1) avaldatud seos $E_{\lambda,T}$, λ ja T vahel kannabki P l a n c k i s e a d u s e nime. See seadus on eksperimentaalselt hoolikalt kontrollitud ja leitud olevat väga heas kooskõlas tegelikkusega.

Plancki seadus on üldisem kui Stefani-Boltzmanni seadus ja

Wieni nihkeseadus; viimaseid on võimalik tuletada diferentsiaal- ja integraalarvutuse võtete rakendamisel Plancki seadusest, kusjuures tuletamisel leiame uued seosed kiirguskonstantide σ ja b vahel ühelt poolt ning universaalkonstantide c, k ja h vahel teiselt poolt. Need seosed võimaldasidki algul määrata h ja k arvulisi väärtusi σ, b ja c kaudu, mille väärtused olid katsetest küllalt täpselt teada.

223. Näiteid kiirgamisseaduste rakendamise kohta. Kiirgamisseaduste selgitamiseks esitame veel mõned näited.

N ä i d e 1. Kui palju kiirgab ühe ööpäeva jooksul inimene, kelle nahapind on 1,5 m^2 ja kui pikalainelise kiirguse neeldumiskoefitsient on 0,9?

Inimese keha normaalne temperatuur absoluutse skaala järgi on $T = 273° + 37° = 310°$. Stefani-Boltzmanni seaduse järgi on absoluutselt musta keha kiirgusvõime selle temperatuuri juures $E = \sigma T^4 = 0{,}825 \cdot 10^{10} \cdot 310^4 = 0{,}762$ (cal/cm^2 min). Et nahk ei ole absoluutselt must keha, siis leiame tema kiirgamisvõime e Kirchhoffi seadusest

$$\frac{e}{a} = E,$$

millest $e = a \cdot E$.

Antud juhul $a = 0{,}9$ ja $E = 0{,}762$, seega $e = 0{,}9 \cdot 0{,}762 = 0{,}686$ (cal/cm^2 min).

Ühe ööpäeva jooksul kiirgab ühe cm^2 suurune pind $0{,}686 \cdot 24 \cdot 60 \approx 988$ (cal/cm^2 ööp.). Keha kogukiirgus ühe ööpäeva jooksul on $988 \cdot 1{,}5 \cdot 10000 = 14820$ kcal/ööp. Võrdluseks olgu tähendatud, et selle soojusehulgaga saab soojendada 148,2 l 0° C vett keemistemperatuurini. Kui lugeda inimese keskmiseks kehakaaluks 70 kg, siis ööpäeva jooksul kiirguse näol kaotatud soojusest piisaks enam kui kahekordse kehakaaluga võrdse veehulga soojendamiseks 0° kuni 100° C.

Selline suur energia äravool kehalt kiirguse näol toimub tõepoolest. Tuleb aga tähelepanu juhtida sellele, et samal ajal saab keha neelatud kiirguse näol energiat juurde.

N ä i d e 2. Missugune on inimese keha normaalsele temperatuurile vastav maksimaalse energiaga kiirguse lainepikkus?

Wieni nihkeseadusest (vt. § 221) saame $\lambda_{max} = \frac{2886}{310} = 9{,}3$ (μ). Nagu siit nähtub, on inimese keha kiirgus pikalaineline kiirgus.

224. Päikesekiirgus. Tähtsaimaks energiaallikaks, mille kulul toimuvad mitmesugused füüsikalised protsessid nii Maa pinnal kui ka atmosfääris, on Päike. Päikesekiirgusel on tohutu mõju orgaanilise elu avaldustele. Teame ju, et polaarpiirkondades, kus peaaegu poole aasta jooksul päikesekiirgust ei ole, on taime- ja loomariik vaene, seevastu aga troopilistel aladel, mis kogu aasta jooksul küllalt päikeseenergiat saavad, on elu rikkalikult arene-

nud. Maa saab Päikeselt aastas umbes $1{,}3 \cdot 10^{24}$ cal energiat. Sellega saaks sulatada kogu maakera katva umbes 35 m paksuse jääkihi 0° C juures.

Peale Päikese saab Maa kiirgust veel tähtedelt. Muu kiirguse osatähtsus, võrreldes Päikese omaga, on aga väga väike.

Atmosfääri ülemisele piirile jõudnud päikesekiirguse intensiivsust iseloomustame nn. solaarkonstandiga S_0, mille all mõistame kiirgusenergiat kalorites, mis läbib atmosfääri ülemisel piiril päikesekiirtega risti asetatud 1 cm^2 pinda 1 min. jooksul, kui Maa asub Päikesest keskmisel kaugusel ($149{,}5 \cdot 10^6$ km). Solaarkonstandi määramiseks mõõdetakse maapinnal otsese päikesekiirguse intensiivsus ja lisatakse sellele juurde atmosfääri poolt neelatud ja hajutatud kiirgus. Kui päikesekiirguse nähtava osa taandamine atmosfääri ülemisele piirile on põhimõtteliselt lihtne, siis raskusi valmistab atmosfääris neeldunud ultravioletse ja infrapunase kiirguse määramine (nn. ultravioletne ja infrapunane õiend). Viimati nimetatud asjaolu tõttu me praegu solaarkonstandi täpset väärtust ei tunne. Kuni meil veel puuduvad mõõtmisandmed päikesekiirguse intensiivsuse kohta kõrgemates kihtides, tuleb lugeda solaarkonstandi väärtuseks ca 2 cal/cm^2min. Nõukogude Liidus on praegu kasutusel $S_0 = 1{,}91 \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 \text{ min.}}$.

Enne maapinnale jõudmist tuleb päikesekiirgusel läbida Maa atmosfäär. Neeldumise ja hajumise tõttu õhus muutub kiirguse intensiivsus ja spektraalne koostis. Viimase all mõistetakse seda, et kiirgusenergia jaotus lainepikkuste järgi atmosfääri ülemisel piiril on teistsugune kui maapinnal. Eriti tugevasti neelatakse ultravioletset kiirgust osooni poolt, mille peamine mass asub maapinnast 20—25 km kõrgusel. Selle üheks tulemuseks on, et maapinnani jõudnud päikesekiirgus sisaldab suhteliselt vähe ultravioletset kiirgust (atmosfääri ülemisel piiril on ultravioletse kiirguse osatähtsus suurem). Sama põhjusega seletame ka fakti, et maapinnal algab päikesekiirguse spekter võrdlemisi järsku, 290 mμ juures.

Et ultravioletsel kiirgusel on bioloogiliselt kahjulik toime, siis osooni kiht ülal kaitseb elu maapinnal kahjuliku ultravioletse kiirguse eest.

225. Päikesekiirguse tehnilisest rakendamisest. Mõte tohutul hulgal maapinnale jõudnud päikesekiirguse rakendamisest inimeste teenistusse energiaallikana on juba õige vana. Seni on seda tehtud kaudselt tuule-, veejõu ja kütuste kasutamise teel, ent päikesekiirguse vahetu rakendamine tehniliseks otstarbeks on veel tänapäevalgi suurte raskustega seotud.

Katseid päikesekiirguse otseseks rakendamiseks on tehtud mitmeid. Neist edukaimaks on seni osutunud päikesekiirguse tehniline kasutamine soojenduskasti abil. See on halvasti soojust juhtivast materjalist valmistatud kast, mis pealt on kaetud klaasiga. Klaas laseb hästi läbi päikesekiirgust, kuid neelab tugevasti pika-

lainelist infrapunast kiirgust. Selle tulemuseks on, et kasti sisemus soojeneb mitmekümne kraadi võrra. Kirjeldatud nähtust nimetame *lavaefektiks*. Nimetuse on ta saanud sellest, et esineb taimelavade juures.

Kaasajal on soojenduskasti põhimõttel konstrueeritud rida heliotehnilisi (päikesekiirgusel töötavaid) seadeldisi.

Häid võimalusi päikesekiirguse tehniliseks rakendamiseks pakuvad pooljuht-fotoelemendid, mis juba praegu suudavad päikesepaistelisel päeval anda üle 100 vati elektrienergiat 1 m^2 fotoelemendi pinna kohta.

226. Valguskiirguse hindamise meetoditest. Elektromagnetiline lainetus lainepikkuste vahemikus 400—780 mμ tekitab normaalses silmas nägemisaistingu. Seda osa elektromagnetilisest lainetusest nimetame *valguskiirguseks*. Kiirguse mõõtmiseks kasutame mitmesuguseid riistu, nn. kiirgusemõõtjaid, millele langenud kiirgusenergia kutsub esile soojuslikke, elektrilisi, keemilisi jt. nähtusi. Kiirgusemõõtjaid võime liigitada kahte rühma: 1) riistad, mille reageerimisvõime sõltub nendele langenud kiirgusvoo tugevusest ja 2) riistad, mille reageerimine sõltub peale kiirgusvoo tugevuse ka kiirguse spektraalsest koostisest. Esimesi nimetame universaalseteks, teisi — selektiivseteks kiirgusemõõtjateks. Universaalsetes kiirgusemõõtjates on tavaliselt tundlikuks osaks kõrvuti asetatud must ja hele pind, mis soojenevad kiirguse toimel erinevalt: nende temperatuuride vahe kaudu määratakse kiirguse intensiivsus. Siia kuuluvad näiteks pürheliomeeter, aktinomeeter ja mõned teised. Selektiivsete kiirgusvastuvõtjate hulka kuuluvad silm ja fotoelement.

Suurusi, mida kasutame valguskiirguse iseloomustamisel, nimetame *fotomeetrilisteks suurusteks*.

Vastavalt sellele, kas valguskiirgust mõõdame valgusvoo kaudu või hindame seda nägemisaistingu abil, liigitame fotomeetrilisi suurusi *energeetilisteks* ja *visuaalseteks*.

227. Energeetilised fotomeetrilised ühikud. a) *Valguskiirgusvoog*. Põhiliseks suuruseks, mille kaudu on tuletatud teised fotomeetrilised suurused ja nende ühikud, on valguskiirgusvoog. Selle all mõistame kiirgusvoogu spektri nähtavas osas, s. o. lainepikkuste vahemikus 400—780 mμ. Et valguskiirgusvoog on osa üldisest kiirgusvoost, siis kasutatakse tema mõõtmisel samu ühikuid, mida kiirgusvoo puhulgi (vt. § 213).

Kiirgusvoogu, mis ei sõltu ajast, nimetame *statsionaarseks* ehk püsivaks, ja kiirgusvoogu, mis ei sõltu kohast — ühtlaseks ehk *homogeenseks*.

b) Valguskiirguse tugevuseks ehk intensiivsuseks I nimetame valgusallika poolt ühte ruuminurga ühikusse kiiratud kiirgusvoogu spektri nähtavas osas. Langegu ruuminurga elementi $\Delta\omega$ valgusvoog $\Delta\Phi$, siis definitsiooni kohaselt

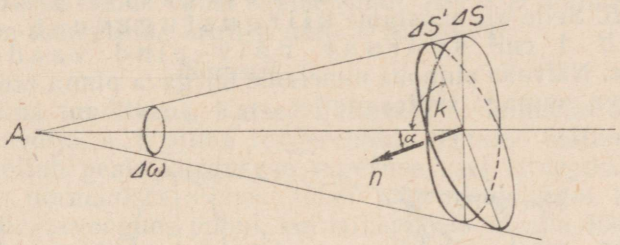
$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\omega} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Mõõtmised näitavad, et I sõltub vaadeldavast suunast. Seepärast kasutatakse valgusallika iseloomustamiseks keskmist sfäärilist valguskiirguse tugevust $\overline{I}$, mille all mõistame kogu kiirgusvoo jagatist punkti ümber oleva kogu ruuminurgaga 4π.

$$\overline{I} = \frac{\Phi}{4\pi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

c) Kiiritustugevuseks E nimetame pinnaühikule langenud valguskiirgusvoogu. Kui valguskiirgusvoog $\Delta\Phi$ langeb pinnaelemendile ΔS, mis on kiirtega risti (joon. 374), siis kiiritustugevus

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$



Joon. 374. Skeem pinna kiiritustugevuse tuletamise kohta.

Moodustab aga pinnanormaal kiire levimissihiga nurga α, siis tuleb eelmises valemis pinnaelemendi ΔS asemele võtta tema projektsioon kiirega risttasandile $\Delta S \cdot \cos\alpha$. Silmas pidades ruuminurga definitsiooni, võime kirjutada:

$$\Delta\omega = \frac{\Delta S \cos\alpha}{R^2}.$$

Valguskiirguse intensiivsuse valemist (1) saame valguskiirgusvoo avaldada järgmiselt:

$$\Delta\Phi = I\omega,$$

millest eelmise võrduse abil saame

$$\Delta\Phi = \frac{I \cdot \Delta S \cos\alpha}{R^2}.$$

Asendades selle valemisse (3), saame kiiritustugevuse

$$E = \frac{I\cos\alpha}{R^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

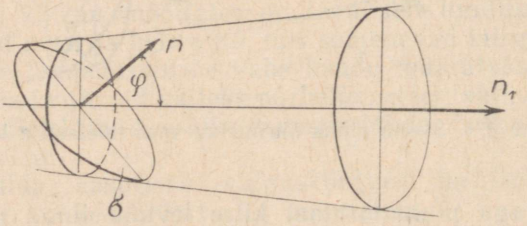
Nagu nähtub jooniselt 374, on kiirte kaldenurk k langemis-

nurga α täiendusnurk: $\alpha + k = 90°$; siit $\alpha = 90° - k$ ning $\cos \alpha = \sin k$. Järelikult

$$E = \frac{I \cos \alpha}{R^2} = \frac{I \sin k}{R^2}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

s. o. kiiritustugevus E on võrdeline valgusallika kiirgustugevusega I ja langemisnurga koosinuse või kaldenurga siinuse korrutisega ning pöördvõrdeline kauguse ruuduga.

d) Energeetiline pindheledus. Seni käsitlesime kiirgusallikaid, mille mõõtmed võrreldes kaugusega on väikesed; me vaatlesime kiirgusallikat punktina. Eespool tuletatud seosed ongi kehtivad ainult punktikujulise kiirgusallika korral. Tegelikult aga on meil tegemist mitte-punktikujuliste kiirgusallikatega. Üks fotomeetrilistest suurustest, mis iseloomustab mitte-punktikujulist kiirgusallikat, on kiirgava pinna energeetiline pindheledus B. Selle all mõistame kiirgustugevust, millega kiirgab 1 cm² suurune näiv pind vaadeldavas suunas. Näivaks pinnaks nimetame kiirgava pinna projektsiooni vaadeldava suunaga risttasandile.



Joon. 375. Kiirgava pinna pindheleduse määramine.

Olgu kiirgava pinna suurus σ, tema normaal n, nurk normaali ja vaadeldava suuna vahel φ ja kiirguse intensiivsus selles suunas I, siis näiv pind on $\sigma \cdot \cos \alpha$. Definitsioonikohaselt pindheledus selles suunas on:

$$B_\varphi = \frac{I}{\sigma \cos \varphi}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Võttes arvesse, et valguskiirgustugevus $I = \frac{\Delta \Phi}{\Delta \omega}$

[vt. valem (1)], saame

$$B_\varphi = \frac{\Delta \Phi}{\sigma \Delta \omega \cos \varphi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Viimase valemi kaudu saame pindheledust vaadeldavas suunas defineerida kui kiirgusvoogu, mis on arvestatud vaadeldavas suu-

nas võetud ruuminurga 1 steradiaani ja kiirgava näiva pinna 1 cm² kohta.

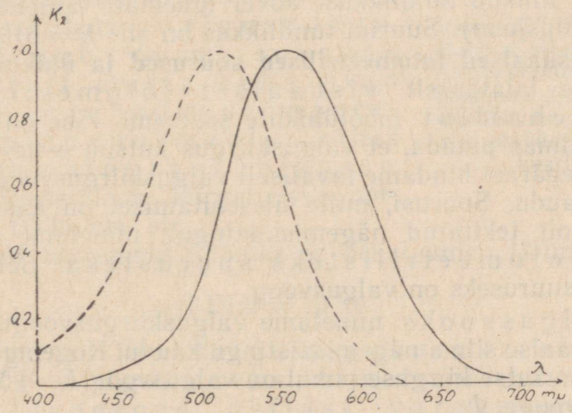
e) Valguskiirgusvoo tihedus. Teiseks fotomeetriliseks suuruseks, mis iseloomustab mitte-punktikujulist valgusallikat, on valguskiirgusvoo tihedus S, mille all mõistame valgusallikast igas suunas väljunud valguskiirgusvoo Φ jagatist kiirgava pinna suurusega σ:

$$S = \frac{\Phi}{\sigma}. \qquad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Kui võrrelda valguskiirgusvoo tihedust S pindheledusega B, siis erinevus seisneb selles, et B puhul vaadeldakse ühelt näivalt pinna-ühikult ühte ruuminurga ühikusse kiiratud valguskiirgusvoogu, S puhul aga ühelt kiirgava pinna ühikult igas suunas väljunud kiirgust. On arusaadav, et S ja B peavad olema omavahel seotud. Lihtsaima seose nende vahel saame juhul, kui B ei sõltu suunast. Nagu lähem teoreetiline arutlus näitab, sel korral

$$S = \pi B. \qquad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

228. Silma tundlikkus. Katsed näitavad, et inimsilm on selektiivne vastuvõtja, s. t. silma reageerimine temasse sattunud kiirgusvoole sõltub peale kiirgusvoo tugevuse veel lainepikkusest λ. Nii ei teki normaalses silmas üldse nägemisaistingut ka väga tugevate kiirgusvoogude puhul, kui lainepikkus on alla 400 või üle 780 mμ. Aga selleski lainepikkuste vahemikus (400—780 mμ),



Joon. 376. Silma spektraalse tundlikkuse kõverad.

mida tajub silm, ei reageeri ta sama tugevate, kuid erinevate lainepikkustega kiirgusvoogudele ühesuguselt. Mõõtmised näitavad, et normaalne silm on kõige tundlikum kiirgusele lainepikkusega $\lambda = 555$ mμ (kollakasroheline valgus); kõigi teiste lainepikkuste

puhul tekitab sama tugev kiirgusvoog nõrgema aistingu. Et saada siiski ka teiste lainepikkustega kiirgusvoogude puhul sama tugevat nägemisaistingut, on tarvis kiirgusvoogu suurendada.

Silma reageerimisvõimet valguse spektraalsele koostisele (erinevatele lainepikkustele) iseloomustab silma relatiivne spektraalne tundlikkus K_λ, mida võime defineerida järgmiselt: K_λ on sama tugevat nägemisaistingut esile kutsuvate kiirgusvoogude suhe

$$K_\lambda = \frac{\Phi_{555}}{\Phi_\lambda}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus Φ_{555} on silma maksimaalsele tundlikkusele ($\lambda = 555$ mμ) vastav kiirgusvoog ja Φ_λ — vaadeldavale lainepikkusele λ vastav kiirgusvoog.

Kui Φ_{555} on silma maksimaalsele tundlikkusele vastav kiirgusvoog, siis niisama tugevat nägemisaistingut tekitav kiirgusvoog lainepikkuse λ puhul Φ_λ on suurem kui Φ_{555}; seega $K_\lambda < 1$. Esitame siinkohal mõned arvulised näited K_λ kohta: $K_{400} = 0{,}0004$; $K_{555} = 1$; $K_{760} = 0{,}00006$.

Kujutades K_λ olenevust lainepikkusest λ graafiliselt (joon. 376), saame silma spektraalse tundlikkuse kõvera. Nagu sellelt jooniselt nähtub, kahaneb silma tundlikkus kiiresti, kui nihkuda maksimaalsele tundlikkusele vastavast lainepikkusest $\lambda = 555$ mμ lühemate või pikemate lainete poole. Huvitav on märkida, et silma tundlikkus sõltub valgustugevusest: nõrga valgustugevuse juures (hämaras) nihkub tundlikkuse kõver lühemate lainete poole (joonisel — kriipsjoon). Suurim tundlikkus on siis $\lambda = 510$ mμ juures.

229. Visuaalsed fotomeetrilised suurused ja ühikud. Praktikas kasutatakse laialdaselt visuaalset fotomeetrilist ehk valgustehnilist mõõtühikute süsteemi. See on ka arusaadav, kui silmas pidada, et valguskiirgus kutsub esile nägemisaistingu ja seepärast hindame tavaliselt valguskiirgusvoogu nägemisaistingu kaudu. Suurusi, mille ülesehitamisel on kasutatud kiirgusvoo poolt tekitatud nägemisaistingut, nimetame visuaalseteks fotomeetrilisteks suurusteks. Selle süsteemi põhiliseks suuruseks on valgusvoog.

a) Valgusvooks nimetame valguskiirgusvoogu, mida hindame normaalse silma nägemisaistingu kaudu. Kogemustest teame, et monokromaatse kiirguse puhul on valgusvoog F_λ võrdeline valguskiirgusvooga Φ_λ:

$$F_\lambda = V_\lambda \Phi_\lambda, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

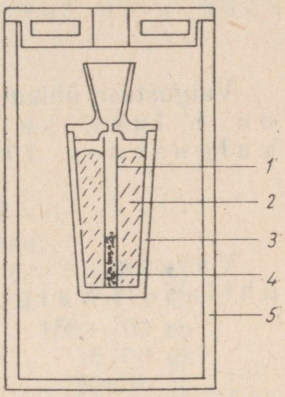
kus V_λ on nn. normaalse silma absoluutne spektraalne tundlikkus. Tema füüsikalise tähenduse leiame eelmisest võrdusest: $V_\lambda = \frac{F_\lambda}{\Phi_\lambda}$, s. o. V_λ on valgusvoo ja sellele vastava valguskiirgusvoo suhe.

Tuleb tähendada, et V_λ on subjektiivne suurus, mis sõltub silma valgustajust; leidub inimesi, kelle silm mõnda värvust ei taju (värvipimedad), s. t. teatud lainepikkustele vastav $F_\lambda = 0$ ja seega ühtlasi ka $V_\lambda = 0$. Valge valguse puhul tuleb eelmist avaldist (1) summeerida lainepikkuse λ järgi. Formaalselt võime valge valguse kohta valemi (1) eeskujul kirjutada

$$F = V \cdot \Phi, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

kus V on silma absoluutne tundlikkus valgele valgusele.

Valgusvoo mõõtmiseks on tarvis kindla ja püsiva kiirgamisvõimega valgusallikat. Rahvusvahelise kokkuleppe järgi on selleks võetud absoluutselt musta keha kiirgus plaatina tahkumistemperatuuril (1773° C). Tegelikult on see realiseeritud uue valgusetalooni näol, mille skemaatiline ehitus on toodud joonisel 377. Valgusetaloon koosneb tooriumoksüüdtorust, mille alumine osa on täidetud sama aine pulbriga. Toru ise asub plaatinaga täidetud tooriumoksüüdist anumas. Soojuskadude vähendamiseks on anum ümbritsetud isoleeriva materjaliga (tooriumoksüüdi pulber) ja kvartskestaga. Plaatina sulatamiseks kasutatakse kõrgsagedusvoolu (vt. induktiivne küte).



Joon. 377. Uue valgusetalooni skeem. *1* — tooriumoksüüdtoru; *2* — plaatina; *3* — tooriumoksüüdanum; *4* — tooriumoksüüdpulber; *5* — kvartskest.

Valgusvoo ühikuks on luumen (lm), mille all mõistame valgusvoogu, mida kiirgab $^1/_{60}$ cm² suurune absoluutselt musta keha pind plaatina tahkumistemperatuuril pinnanormaali sihis võetud ruuminurga ühikusse. Uus valgusetaloon kiirgab ava normaali sihis 60 lm/cm² str.

Luumenist suuremaks ühikuks on dekaluumen (Dlm):

$$1 \text{ Dlm} = 10 \text{ lm}.$$

b) Valgusallika valgustugevuseks ehk lühidalt valgustugevuseks nimetame ruuminurga ühikusse langenud ühtlast valgusvoogu. Kui ruuminurga elementi $\Delta\omega$ langes valgusvoog ΔF, siis ühe steradiaani kohta tuleb valgusvoog ehk valgustugevus

$$I = \frac{\Delta F}{\Delta \omega} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Mõõtmised näitavad, et I sõltub oluliselt suunast. Seepärast tuleb valgustugevuse määramisel anda ka vaadeldav suund.

Valgustugevuse ühikuks on alates 1949. a. kandela (cd). Kandela on niisugune valgustugevus, mille puhul valgusallikas kiirgab vaadeldavas suunas ühte steradiaani valgusvoo 1 lm. Silmas pidades luumeni definitsiooni, võime öelda, et kandela on valgustugevus, mida tekitab $^1/_{60}$ cm² suurune absoluutselt must pind plaatina tahkumistemperatuuril pinnanormaali sihis.

c) Pinna valgustuseks ehk lühidalt valgustuseks nimetame ühele pinnaühikule ühtlaselt langenud valgusvoogu. Kui pinnale ΔS langenud valgusvoog on ΔF, siis definitsioonikohaselt selle pinna valgustus

$$E = \frac{\Delta F}{\Delta S} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Valgustuse ühikuteks on luks (lx) ja fott. Valgustus on 1 luks, kui pinnale 1 m² langeb ühtlane valgusvoog 1 luumen; seega

$$1 \text{ luks} = \frac{1 \text{ luumen}}{1 \text{ m}^2} = 1 \frac{\text{lm}}{\text{m}^2}.$$

Valgustus on 1 fott, kui pinnale 1 cm² langeb ühtlaselt valgusvoog 1 luumen:

$$1 \text{ fott} = \frac{1 \text{ luumen}}{1 \text{ cm}^2} = 1 \frac{\text{lm}}{\text{cm}^2}.$$

Võrreldes luksi ja foti definitsioone, selgub, et esimesel on pinna suurus 1 m², teisel aga 1 cm²; seega fott on luksist niipalju kordi suurem, kuipalju kordi 1 m² on suurem 1 cm²-st, s. o.

1 fott = 10 000 luksi.

Valgustuse kohta on kehtiv kiirgustugevusega analoogiline valem

$$E = \frac{I \cos \alpha}{R^2}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

kus I on valgustugevus kandelates. Võttes valgustugevuse $I = 1$ cd, $R = 1$ m ja lastes kiirtel langeda pinnale risti, saame $E = 1$ (lx). Seega võime luksi defineerida ka järgmiselt: luks on valgustus, mida tekitab 1 kandela, kui see asub pinnast 1 m kaugusel ja kiired langevad pinnale risti. Seetõttu nimetatakse luksi mõnikord ka meeterkandelaks.

d) Heledus. Analoogiliselt energeetilise pindheledusega defineerime visuaalset pindheledust ehk lühidalt heledust B kui valgustugevust, mida kiirgab 1 cm² suurune näiv pind vaadeldavas suunas. Heleduse kohta on kehtiv valem (6) (§ 227), kusjuures I all tuleb mõista valgustugevust küünaldes. Pinnanormaali sihis on heledus

$$B = \frac{I}{\sigma}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Selle valemi alusel saame defineerida heleduse ühiku stilbi (sb). Heledus on 1 stilb, kui 1 cm^2 suuruse kiirgava pinna valgustugevus normaali sihis on 1 kandela.

Seega

$$1 \text{ stilb} = \frac{1 \text{ kandela}}{1 \text{ cm}^2} = 1 \frac{\text{cd}}{\text{cm}^2}.$$

Valgustehnikas kasutatakse heleduse ühikuna detsimillistilbi (dmsb), mille all mõistame heledust, kus 1 m^2 suuruse näiva pinna valgustugevus on 1 kandela:

$$1 \text{ dmsb} = \frac{1 \text{ kandela}}{1 \text{ m}^2} = 1 \frac{\text{cd}}{\text{m}^2}.$$

Võrreldes sb ja dmsb omavahel, selgub, et

$$1 \text{ dmsb} = 0{,}0001 \text{ sb}.$$

Toome mõnede valgusallikate pindheledused:

petrooleumilambi leek	umbes	1,5 sb
gaasilambi leek	umbes	5 sb
elektrilambi hõõgniit	umbes	150—200 sb
kaarleegi kraater	umbes	15 000 sb
Päike	umbes	150 000 sb
kõrgrõhu elavhõbedaauru lamp	umbes	150 000 sb

e) Valgustiheduseks nimetame valgusvoo tihedust, s. o. valgusallikast väljunud valgusvoo suhet kiirgavasse pindalasse. Kui ühtlaselt kiirgavalt pinnalt suurusega ΔS väljub valgusvoog ΔF, siis valgustihedus

$$R = \frac{\Delta F}{\Delta S} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

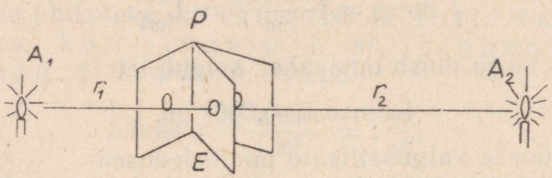
Võrreldes valgustihedust valgustusega, selgub, et R ja E valemid on analoogilised; sisuline erinevus nende vahel seisneb selles, et valgustuse puhul pind saab, valgustiheduse puhul aga annab ära kiirgust.

Valemi (7) alusel defineerime valgustiheduse ühiku radluksi (rlx) järgmiselt: valgustihedus on 1 radluks, kui ühtlaseit kiirgavalt 1 m^2 suuruselt pinnalt väljunud valgusvoog on 1 luumen:

$$1 \text{ rlx} = \frac{1 \text{ luumen}}{1 \text{ m}^2} = 1 \frac{\text{lm}}{\text{m}^2}.$$

230. Fotomeetrid. Optika osa, mis tegeleb valgusvoo mõõtmisega, nimetame fotomeetriaks (kr. k. *phos* — valgus;

métron — mõõt). See tuleneb silma erilisest omadusest hinnata suure täpsusega, kas kahe kõrvuti asetatud pinna valgustused on võrdsed. Valgusallika tugevuse mõõtmiseks ehitatud aparaatides, nn. fotomeetrites jääbki silma ülesandeks kindlaks määrata, millal kaks kõrvuti asetatud pinda on võrdselt valgustatud. Seejuures valgustatakse üht pinda mõõdetava, teist — teatud valgustugevusega võrdlus-valgusallika poolt. Igal fotomeetril on kaks olulise tähtsusega seadist, millest üks võimaldab kõrvutada valgustatud pindu ja teine — reguleerida võrdlus-valgusallikast tulnud voogu. Allpool vaatlemegi mõnede fotomeetrite ehitust, kust nähtub, kuidas on pindade kõrvutamine ja valgusvoo reguleerimine teostatud. Valgusallika tugevuse leiame arvutuste teel.



Joon. 378. Bunseni õlilaigu fotomeetri skeem.

a) Bunseni õlilaigu fotomeeter koosneb paberekraanist, mille keskel on õlilaik (joon. 378). Kui valgustada ekraani ühelt poolt ja vaadata sellele valgusallikapoolsest küljest, paistab laik tumedamana kui muu osa paberist; vastassuunast vaadatuna näeme laiku heledamana kui ümbritsevat fooni. Kui ekraani *E* valgustada mõlemalt poolt võrdselt, muutub laik peaaegu nähtamatuks. Selleks et näha ekraani mõlemaid külgi korraga, kasutame nurkpeeglit *P*.

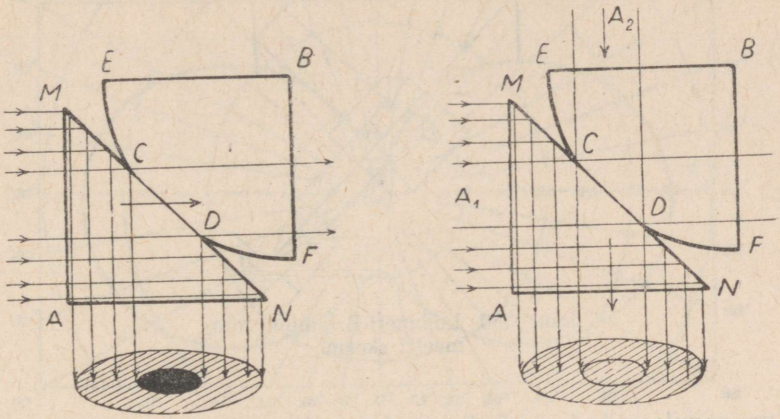
Bunseni fotomeetriga töötamine toimub järgmiselt: mõõdetav ja võrdlus-valgusallikas ning ekraan koos nurkpeegliga asuvad optilisel pingil nii, et kiired langevad ekraanile risti. Valgusallikad asuvad paigal, kuna ekraani nihutatakse seni, kuni laik muutub kõige vähem märgatavaks; sel korral on ekraani mõlemad küljed valgustatud võrdselt. Mõõtes valgusallikate kaugusi ekraanist r_1 ja r_2 ja teades võrdlus-valgusallika valgustugevust J_2, saame valemi

$$J_1 = J_2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

abil arvutada mõõdetava valgusallika tugevuse J_1.

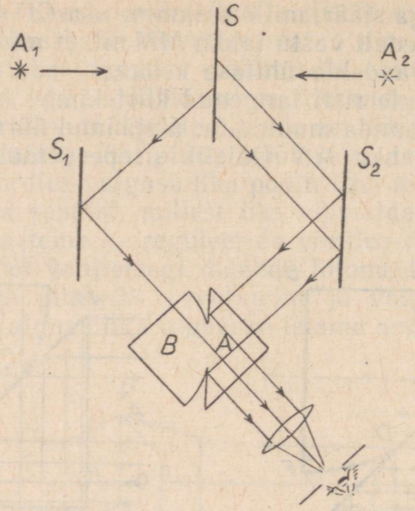
b) Suurema täpsusega on Lummeri-Brodhuni fotomeeter. Selle abil saab otsustada, millal kaks pinda on valgustatud võrdselt. Riista oluliseks osaks on nn. optiline kuup, mis koosneb kahest täisnurksest võrdhaarsest klaasprismast *A* ja *B*. Esimese prisma hüpotenuustahk *MN* on tasand, teise prisma *B*

vastav pind *EF* aga sfäär, mille keskmine osa *CD* on tasaseks lihvitud ja surutud tihedalt vastu tahku *MN* nii, et mõlemaid prismasid võime osas *CD* vaadelda ühtlase kehana (joon. 379). Prisma *A* vasakpoolsele tahule risti langenud kiirtekimbu keskmine osa *CD* läbib prismasid suunda muutmata; ülejäänud äärmised kiired peegelduvad vastu tahku *MN* (täielik sisepeegeldus) ja suunduvad



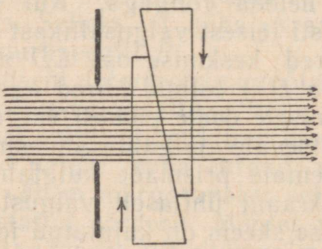
Joon. 379. Lummer-Brodhuni kuup.

prismast *A* välja, kusjuures nende suund on muutunud 90° võrra. Asetades peegeldunud kiirte teele ekraani, näeme selle keskel tumedat ringi, mis on ümbritsetud heleda rõngaga. Kui samal ajal juhtida prisma *B* külgtahule risti teisest valgusallikast kiirtekimp (joonisel ülalt), läbivad kiired keskmise osa *CD* suunda muutmata, sfäärilisele osale (*EC* ja *DF*) tulnud kiired aga juhitakse kõrvale. Seega ekraani keskmisele osale pääseb valgus teisest valgusallikast A_2, seda ümbritsevale rõngale aga esimesest valgusallikast A_1. Juhul, kui mõlemate prismade külgtahud on võrdselt valgustatud, näeme ka ekraani ühtlaselt valgustatuna. Lummeri-Brodhuni fotomeetri ehituse skeem on kujutatud joonisel 380. Valgusallikatest A_1 ja A_2 tulnud kiired langevad valgust hajutavale ekraanile *S*, mille mõlemad küljed on ühesugused. Siin juhitakse difuusselt hajutatud valgus ühesuguste ekraanide S_1 ja S_2 abil optilisele kuubile *AB*, kust see läätse abil koondatakse silma. Nagu jooniselt näha, pääseb läbi kuubi keskmise osa valgus, mis on tulnud allikast A_1; teisest allikast A_2 jõuab valgus silma pärast täielikku peegeldumist prisma *A* hüpotenuustahu sellel osal, mis prismaga *B* kokku ei puutu. Reguleerides ekraanile *S* langenud valgusvoogu, saavutame olukorra, kus mõlemad ekraani küljed on võrdselt valgustatud. Sellise olukorra tekkimist märkame, kui vaateväli on ühtlaselt valgustatud. Valgusvoogu

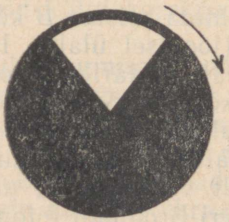


Joon. 380. Lummeri-Brodhuni fotomeetri skeem.

saame reguleerida kas võrdlus-valgusallika nihutamisega või kiirte teele asetatud eriliste seadistega, mis nõrgendavad valgusvoogu, nagu näiteks muudetava paksusega klaasplaadid (optiline kiil, joon. 381), pöörlev ketas, millest on välja lõigatud kindla suurusega sektor, kust valgusvoog läbi pääseb (joon. 382), jt.



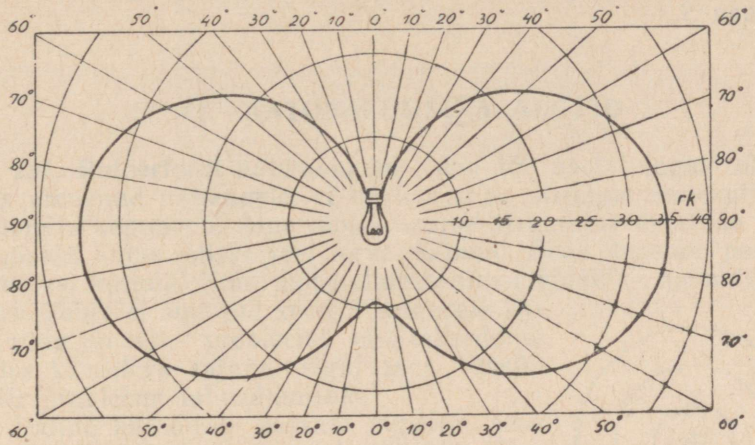
Joon. 381. Optiline kiil.



Joon. 382. Ketas valgusvoo reguleerimiseks.

c) Optiline kuup leiab rakendamist veel Weberi fotomeetri juures, mida kasutatakse meteoroloogias. See koosneb kahest ristuvast torust, mille lõikumiskohale on asetatud optiline kuup. Kummagi toru sees on kaks mattklaasi, millest ühte saame nihutada valgusallika suhtes kaugemale või ligemale, kuni läbi optilise kuubi paistab vaateväli ühtlaselt valgustatuna.

d) Kaasajal kasutatakse valgustustehnikas valgustuse kiireks ja hõlpsaks mõõtmiseks fotoelemente (vaata § 245). Teatavasti oleneb fotovoolu tugevus elemendile langenud valgusvoo tugevusest. Valgustuse mõõtmiseks varustatakse fotoelement voolutugevuse mõõtja — galvanomeetriga, mille skaala kalibreeritakse luksides. Sellist mõõteriista nimetame luksmeetriks.

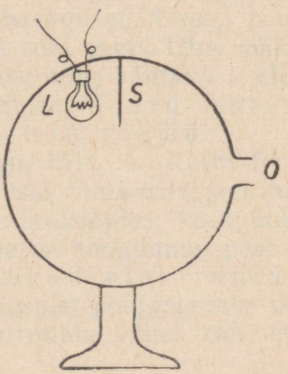


Joon. 383. Hõõglambi valgusvoo jaotus suuna järgi.

Suure spektraalse tundlikkuse tõttu on fotoelementidest kasutamisel kõige sobivamad need, mille spektraalse tundlikkuse kõver on võimalikult lähedane silma vastavale kõverale. Valgustustehnikas kasutatav seleen-fotoelement vastab sellele nõudele ainult spektri kollases ja punases osas. Tundlikkuse kõveraid saab lähendada sobivalt valitud valgusfiltrite abil.

e) Mõõtmised näitavad, et tegelikkude valgusallikate valgusvoog sõltub suunast. Joonisel 383 on kujutatud elektrilambi valgusvoo jaotus suundade järgi. Selle kõvera mingi punkti kaugus lambist on võrdeline valgusvooga vaadeldavas suunas. Nagu nähtub joonisest, on lambi valgusvoog külgedele suurem kui püstsuunas. Ökonoomse valgustuse saavutamiseks tuleb arvestada valgusallikate valgusvoo jaotuse kõverat suuna järgi.

Selleks et leida valgusallika keskmist sfäärilist tugevust (vaata § 384), kasutatakse integraalfotomeetrit. Üks selline on kerafotomeeter (joon. 384).

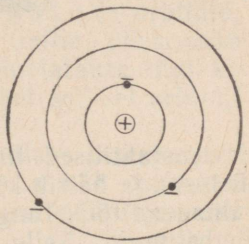


Joon. 384. Kerafotomeeter.

See koosneb vähemalt 1 m läbimõõduga seest valgeks värvitud mattpinnaga kerast, millesse paigutatakse mõõdetav valgusallikas *L*. Kiirte mitmekordse difuusse peegeldumise tagajärjel on kera pind seest ühtlaselt valgustatud. Väikese ava *O* juures mõõdetakse luksmeetriga pinnavalgustus *E* ja selle järgi arvutatakse valgusallika keskmine sfääriline valgustugevus *J*. Selleks et varjata ava *O* otseste kiirte eest, on kerasse paigutatud varjav ekraan *S*.

XI. AATOMIFÜÜSIKA ALGEID

231. Rutherfordi aatomimudel. Juba 150 aastat tagasi oli teadus arenenud niikaugele, et hakkas kehi käsitama molekulide ja aatomite kogudena. Aine molekulaarse struktuuri detailide selgitamiseks kulus siiski veel terve sajand. Seda teostas peaaegu ainuüksi keemia. Kuid molekulide «ehituskivide» — aatomite olemuse kohta ei suutnud keemia selgusele jõuda ning jäi selle probleemi ette takerduma. Alles käesoleva sajandi algul asus füüsika selle probleemi lahendamisele.



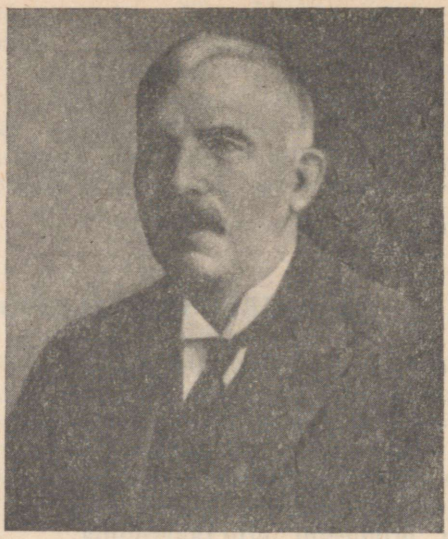
Joon. 385. Aatomimudel Rutherfordi järgi.

Paljud käesoleva sajandi alguseks teostatud põhjalikud uurimused näitasid täiesti veenvalt, et aatomid on kuidagi seotud nii positiivsete kui ka negatiivsete elektrilaengutega. Näis, et elekter kuulub aatomi koosseisu. Sellele vihjasid elektrolüüsil esinevad nähtused, gaaside ionisatsiooniga seotud katsed, katoodkiirte nähtused, termoemissiooni nähtused, radioaktiivsete ainete α- ja β-kiired jt.

Kõik need katseliselt saadud andmed kinnitasid, et keemiliste elementide aatomid ei või olla lihtsalt ühesugused, täiesti homogeensed elastsed kuulikesed, milleks neid seni peeti. Üha rohkem veenduti, et elekter kuulub aatomi koosseisu ning nähtavasti elektronide kujul. Nii hakkasid kujunema hüpoteesid aatomi ehitusest ja tekkisid esimesed aatomimudelid.

Üks esimestest aatomimudelitest loodi 1911. a. Rutherfordi[1] poolt mitmesuguste katseliste andmete alusel. Oma esialgsel kujul meenutas see mudel päikesesüsteemi mikrokoopiat: keskpunktis positiivselt laetud tuum, millesse on koondunud peaaegu kogu aatomi mass. Tema ümber tiirlevad elektronid — negatiivsete laengute kandjad. Nende liikumist põhjustavaks ning reguleerivaks tungiks on tuuma ja elektronide vahel valitsevad

[1] Ernest Rutherford (loe: öönist radõföd) (1871—1937). Suur inglise füüsik (sünd. Uus-Meremaal), kes oma fundamentaalsete avastustega rajas kaasaegse õpetuse alused radioaktiivsusest ja aatomi ehitusest. Royal Society liige 1903. aastast, NSV Liidu Teaduste Akadeemia auliige.



Ernest Rutherford

elektrostaatilised tõmbetungid. Kirjeldatud parallelismi päikesesüsteemiga häirib kõigepealt tõsiasi, et üksikute elektronide vahel valitsevad tõuketungid, planeetide vahel aga ainult gravitatsioonitõmbetungid. Selle tuuma- ehk nukleaarse aatomiteooria (lad. k. *nucleus* — tuum) esialgses arengufaasis kujutati isegi ette, et analoogiliselt planeetidele tiirlevad elektronid tuuma ümber praktiliselt samas tasandis. Hiljem selgus, et see ei vasta tõele. Tuleb alla kriipsutada teisigi olulisi erinevusi: sisemistel orbiitidel liikuvate planeetide mõju suurendab Päikese külgetõmmet välistel orbiitidel liikuvate planeetide suhtes. Aatomis ümberpöördult — seespool liikuvate elektronide mõju nõrgestab — ekraneerib tuuma mõju välistele elektronidele. Päikesesüsteemis on planeetide massid erinevad, elektronide massid aga, nagu nende laengudki, on võrdsed.

Peamiseks komistuskiviks Rutherfordi aatomimudelile osutus järgmine asjaolu. Klassikalise elektrodünaamika seadustest lähtudes järeldub, et tiirlev elektron peab teda ümbritsevasse ruumi kiirgama energiat elektromagnetiliste lainete näol. Kuid selle energia allikaks saab olla ainult tiirleva elektroni enese energia. Järelikult aatomi kiirgamise protsess on paratamatult seotud elektronide energia kahanemisega. See omakorda põhjustab elektronide järjekindlat lähenemist tuumale kuni paratamatu kokkupõrkeni, mil aatom kui niisugune lakkab olemast.

Niisiis Rutherfordi aatomimudel, vaatamata oma lihtsusele ja näitlikkusele, ei vastanud reaalsuse nõudeile.

232. Bohri aatomimudel. Bohri postulaadid. Taani õpetlane Bohr [1] võttis 1913. a. aluseks Rutherfordi aatomimudeli ning «elustas» seda oma kolme postulaadiga, mis moodustavadki tema õpetuse tuuma ning sisu. Bohri postulaadid ehk nõuded ei ole tõestatavad. Nende õigustatus peitub ainult neis hämmastavates tulemustes, milledeni nad viivad, vastuvaidlematus kooskõlas teoreetiliste kaalutluste ja eksperimentaalsete tulemuste vahel. Nad võimaldasid peenimate detailideni seletada tervet nähtuste hulka, mis seni tundusid loodusmõistatustena, ning siduda ühiseks kooskõlastatud tervikuks tohutut nähtuste kogu, mille vahel klassikaline füüsika seoste olemasolu ei aimanudki. Meie puudutame Bohri õpetust seoses oma ehituselt lihtsaima, s. o. vesinikuaatomi struktuuri tundmaõppimisega. Teatavasti kuulub vesinikuaatomi koosseisu ainult üks elektron.

Oma esimese postulaadiga fikseeris Bohr elektronide võimalikku liikumist tuuma ümber. Sellekohaselt ei või elektron liikuda meelevaldse raadiusega orbiite mööda, s. t. elektroni tiirlemisel tuuma ümber on olemas ainult kindlad «võimalikud» ehk, nagu neid tihti nimetatakse, «lubatud» orbiidid, mis on üksteisest eraldatud vahemikkudega, mille piirkonnas elektronid tiirelda ei või. Võimalikke orbiite nimetatakse tihti ka statsionaarseteks, sest elektron võib ühel sellisel orbiidil teatud lühikest aega püsivalt tiirelda.

Bohri esimene postulaat määrab kindlaks statsionaarsete orbiitide raadiused, ja nimelt: elektron võib tuuma ümber tiirelda ainult neil orbiitidel, millel tema pöördeimpulss tuuma suhtes on täisarv-kordne suurusest $\frac{h}{2\pi}$

$$mvr = k\frac{h}{2\pi},$$

kus $k = 1; 2; 3 \ldots$, Plancki konstant $h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ erg · s, m — elektroni mass, v — elektroni kiirus orbiidil ja r — selle orbiidi raadius.

Kõik muud vahepealsed orbiidid on võimatud — elektron ei saa tiirelda tuuma ümber kahe statsionaarse orbiidi vahel.

Oma teise postulaadiga läheb Bohr täiesti vastuollu klassikalise elektrodünaamikaga, mille kohaselt tiirlev elektron peab vahetpidamata energiat kiirgama (vt. § 231). Just vastuoksa — Bohri teise postulaadi kohaselt elektron statsionaarsel orbiidil liikudes ei kiirga.

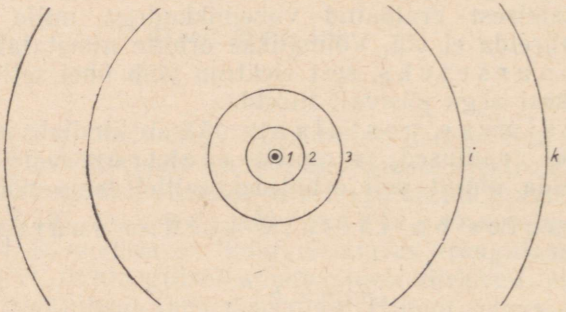
Tuleb tähendada, et klassikalise füüsika seisukohast on selline olukord võimatu. Teiselt poolt aga muudab teine postulaat Rutherfordi aatomimudeli stabiilseks.

---

[1] Niels Bohr (boor), sünd. 1885. a. Taani füüsik; üks kaasaegse kvantidefüüsika rajajatest. NSV Liidu Teaduste Akadeemia auliige. On avaldanud väljapaistvaid töid ka tuumafüüsika alalt.

Määrata aatomi siseenergia suurust juhul, kui see aatom koosneb tuumast ja ühest elektronist, pole kuigi raske. Tema energia koosneb liikuva elektroni kineetilisest energiast ning tuuma ja elektroni tõmbe potentsiaalsest energiast. Viimane kasvab koos elektroni kauguse suurenemisega tuumast, esimene aga kahaneb. Lihtne arvutus näitab siiski, et elektroni kauguse suurenedes tuumast aatomi kogu siseenergia kasvab (vt. § 233). See on tingitud asjaolust, et potentsiaalse energia kasv ületab kineetilise energia kahanemise.

Bohr oletas, et elektron võib ühelt statsionaarselt orbiidilt üle hüpata teisele, seejuures mitte ainuüksi antud orbiidilt naaberorbiidile, vaid ükskõik milliselt statsionaarselt orbiidilt mingisugusele teisele statsionaarsele orbiidile (muidugi võib ülehüpe toimuda ka naaberorbiidile). Järelikult võib elektron nii tuumale läheneda kui ka temast kaugeneda. Nummerdame elektroni orbiidid, alates kõige sisemisest 1; 2; 3 . . . *i* . . . *k* . . . (vt. joon. 386).



Joon. 386. Orbiitide järjestus tuuma ümber Bohri järgi.

Eespool öeldut arvesse võttes on selge, et elektroni hüpe *i*-orbiidilt *k*-orbiidile on sisuliselt midagi muud kui hüpe *k*-orbiidilt *i*-orbiidile. Nimelt kui elektron hüppab üle suurema raadiusega orbiidile, suureneb tema energia ja selleks vajalikku energia kasvu peab ta ülehüppe momendil mingil teel väljastpoolt juurde saama. Ümberpöördult — elektroni hüppel tuumale lähemale kahaneb ta energia ja selle energia ülejäägi peab ta ülehüppe momendil ära andma.

Madalamalt orbiidilt kõrgemale üleminekuks vajalikku energiat võib elektron saada väga mitmel viisil, näiteks mingi vabalt liikuva elektroni põrkel vaadeldava aatomiga, põrkel α-osakesega või mõne teise aatomiga. Neil juhtumeil toimub elektroni hüpe väljapoole temaga põrkunud osakese kineetilise energia arvel. Kuid elektroni hüpe väljapoole võib toimuda ka kiirgusenergia arvel, mis tuleb kuskilt väljastpoolt ning neeldub aatomis.

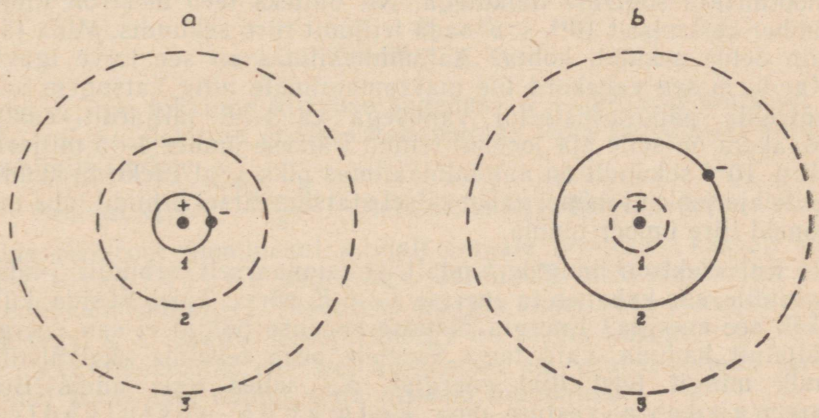
Kui tähistada elektroni energiat esimesel orbiidil E_1, teisel orbiidil E_2, i-ndal orbiidil E_i jne., siis vastavalt varemöeldule:

$$E_1 < E_2 < \ldots < E_i < \ldots < E_k < \ldots \text{ ehk}$$
$$E_k > E_i, \text{ kui } k > i.$$

On väga otstarbekohane erinevaid orbiite vaadelda asetsevatena «erinevatel kõrgustel». Tuumale lähemal olevaid orbiite nimetame madalamateks, tuumast kaugemal asetsevaid aga kõrgemateks orbiitideks. Seejuures elektroni hüpet väljaspool asuvale orbiidile käsitame kui tema tõstmist madalamalt energianivoolt E_i kõrgemale nivoole E_k.

Elektroni normaalne liikumine toimub tuumale kõige lähemal seesmisel orbiidil, mida nimetatakse põhiorbiidiks. Selles olukorras on aatomi siseenergia minimaalne. Tõuseb aga elektron välismõjutustest tingitult kõrgemale orbiidile, siis sellises olukorras viibivat aatomit nimetatakse ergutatud aatomiks. Joonisel 387, a on kujutatud vesinikuaatom põhiolekus — sel korral tiirleb elektron tuumale lähimal, põhiorbiidil. Joonisel 387, b on esitatud vesinikuaatom ergutatud olekus — elektron tiirleb põhiorbiidist kõrgemal, antud juhul teisel orbiidil.

Mida kõrgemale orbiidile on elektron tõstetud, seda intensiivsem on aatomi ergutatus. Vaatamata ergutatuse intensiivsusele, jääb aatom muidugi neutraalseks. Ergutatuse intensiivsuse astme määrab energianivoo kõrgus, milleni elektron tõsteti, s. t. orbiidi number. Kui ergutuse energia on väga suur, siis võib juhtuda, et elektron sootuks lahkub tuuma tõmbe piirkonnast, s. t. lahkub aatomi koosseisust. Sel juhul kaotab aatom oma neutraalsuse ning muutub positiivseks iooniks. Kui aatomis leidub palju elektrone,



Joon. 387. a) Vesinikuaatom põhiolekus; b) vesinikuaatom ergutatud olekus.

siis vastavalt sellele, mitu elektroni aatomi koosseisust lahkub, räägime *ühekordsest*, *kahekordsest*, *kolmekordsest ioniseerimisest* jne. Palju elektrone sisaldavate aatomite korral asuvad mõningate elektronide põhiorbiidid tuumale lähemal, teiste elektronide põhiorbiidid aga tuumast kaugemal. Hõlpsasti eemaldatavad on ainult kõige välisemad elektronid — tavaliselt mitte üle seitsme. Neid, nn. *elektronide väliskatet* moodustavaid elektrone nimetatakse *valentselektronideks*. Keemiliste protsesside kulgemine taandub valentselektronidele. Seesmiste elektronide eemaldamine aatomist on raskemini teostatav (selleks tuleb kulutada suuri energiahulki).

Vaatleme nüüd vastupidist protsessi, s. o. *elektroni langemist madalamale orbiidile*. Kõigepealt tuleb silmas pidada, et *aatom normaalolekus* on *täiesti stabiilne*. Kui ergutatuse põhjused puuduvad, võib elektron liikuda põhiorbiidil piiramatult kaua. Seevastu *ergutatud aatom* on *vähese püsivusega* — «ülestõstetud» elektron püüab «alla langeda». Muidugi võivad ka välised põhjused, näiteks põrge mõne teise aatomiga, kaasa aidata elektroni langemisele. See langus võib toimuda kas otsekohe põhiorbiidile või viibimistega vahepealseil orbiitidel. Esimesel juhul kaob aatomi ergutatus korraga, teisel juhul aga järk-järgult.

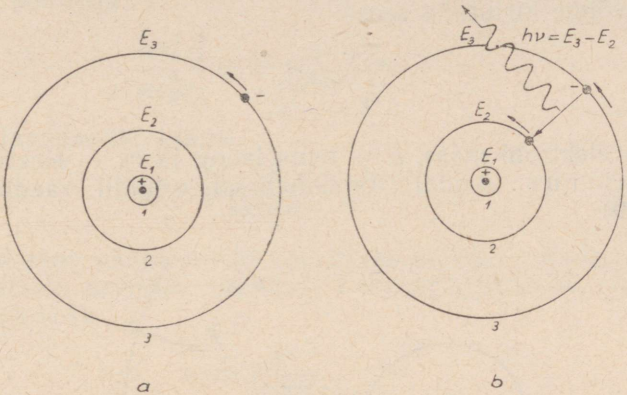
Nagu eespool tähendatud, on aatomi ergutatud olek vähese püsivusega. Kõrgemale tõstetud elektron püsib kõrgemal orbiidil lühikest aega. Palju vaeva on nähtud, et kindlaks teha, kui kaua keskmiselt püsib elektron mingil põhiorbiidist kõrgemal statsionaarsel orbiidil. Vaatamata uurimiseks kasutatud meetodite mitmekesisusele, kujunesid tulemused samasuurusjärgulisteks. See on väga lühike aeg, keskmiselt umbes 10^{-8} s. Seda aega nimetatakse aatomi ergutatud oleku keskmiseks kestuseks. Kuid on otstarbekohane koduneda mikromaailmale omaste suurustega ja nende mõõtmiseks sobivate ühikutega. Nii näiteks teeb elektron tuuma ümber keskmiselt 10^{14}, s. o. sada triljonit tiiru sekundis. Mida jääb siin öelda sekundi kohta? Aatomimaailmas on see terve igavik! Kandkem see vahekord üle makromaailmale ning katsugem seda võrrelda päikesesüsteemi vanusega ca 4—5 miljardit aastat. Maakera on selle aja jooksul teinud Päikese ümber 4—5 miljardit tiiru. 10^{-8} sekundit on aatomimaailmas pikk aeg! Elektron suudab selle aja jooksul mõnel vahepealsel statsionaarsel orbiidil teha miljoneid tiire ümber tuuma.

Kui elektron langeb k-ndalt statsionaarselt orbiidilt i-ndale orbiidile, siis kahaneb ta energia $E_k - E_i$ võrra. Tuleb küsida, kuhu jääb see energia? Energia jäävuse seaduse põhjal ei saa energia jäljetult kaduda, vaid tema asemele peab tekkima ekvivalentne hulk mingit teist liiki energiat. Ka selles osas andis Bohr *ammendava* vastuse oma *kolmanda postulaadiga*: *elektroni üleminekul statsionaarselt orbiidilt*

mingile madalamale orbiidile muundub vabanenud energia üheks kiirgusenergia kvandiks, mida aatom sel hetkel välja saadab.

$$E_k - E_i = h\nu.$$

Seega elektroni langemisel madalamale orbiidile vabanev energia võib muunduda ja enamikul juhtumeil muundubki kiirgusenergiaks (teatud juhtumeil, nn. teist järku põrgete korral võib ta muunduda ka teisteks energialiikideks, näit.



Joon. 388. a) Elektron statsionaarsel orbiidil liikudes ei kiirga (II postulaat). b) Elektron, langedes orbiidilt 3 orbiidile 2, kiirgab energiakvandi $h\nu = E_3 - E_2$ (III postulaat).

molekulide soojusliku liikumise kineetiliseks energiaks). Aatom muutub kiirgusallikaks. Tekkinud kiirguse sagedus on määratav Bohri kolmanda postulaadi abil:

$$\nu_{k;i} = \frac{E_k - E_i}{h},$$

kus $\nu_{k;i}$ on tekkinud kiirguse sagedus, h — Plancki konstant ja $E_k - E_i$ — elektroni energia kahanemine tema langemisel k-ndalt orbiidilt i-ndale.

Seosest $\nu_{k;i} = \frac{E_k - E_i}{h}$ leiame, et sagedus $\nu_{k;i}$ (kvandi sagedus elektroni üleminekul k-ndalt i-ndale orbiidile) kasvab koos nn. kvanthüppe suurusega. Järelikult, mida suurem on diferents elektroni alg- ja lõppoleku energia vahel, seda suurema sagedusega, s. t. lühema lainepikkusega on tekkiv kiirgus.

Kvantideteooria edasisel arenemisel on vaated aatomi struktuuri kohta läbi teinud väga tõsiseid muudatusi.

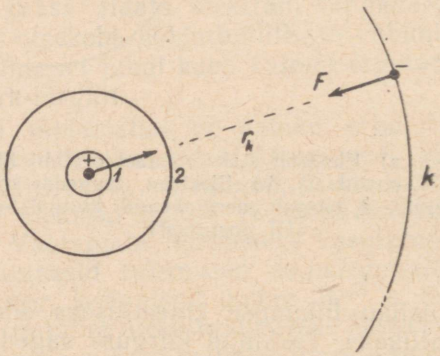
233. Vesinikuaatom Bohri järgi. Rutherfordi ja Bohri vaadete

kohaselt kujutab vesinikuaatom endast tuuma, mille mass on ligikaudu 1 aatommassi ühik ja laeng $+e$ ning mille ümber elektrostaatilise tõmbe tõttu tiirleb 1 elektron, kusjuures see tõmme allub Coulomb'i seadusele. Seega on vesinikuaatom lihtsaim mõeldavaist, mistõttu Rutherford nimetas tema tuuma prootoniks (kr. k. *protos* — põhiline).

Elektroni liikumist vesinikuaatomis prootoni ümber vaatlesid Rutherford ja Bohr ühtlase ringjoonelise liikumisena. Vastavalt sellele, pidades prootoni ja elektroni vahelist elektrostaatilist tõmbetungi elektronile mõjuvaks ringjoonelise liikumise tsentripetaaltungiks, võime kirjutada seose:

$$\frac{mv_k^2}{r_k} = \frac{e^2}{r_k^2}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

kus m on elektroni mass, e — tema laeng ja v_k — elektroni liikumiskiirus k-ndal statsionaarsel orbiidil raadiusega r_k (joon. 389).



Joon. 389. Elektroni ringjoonelist liikumist k-ndal orbiidil põhjustav tung.

Selle seose vasak pool kujutab endast tsentripetaaltungi suurust, mis hoiab elektroni ringjoonelises liikumises, parem pool aga selle tungi füüsikalist sisu, s. o. võrdsete isenimeliste laengute e vahel mõjuvat tõmbetungi.

Seosest (1) leiame, et

$$mv_k^2 r_k = e^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Bohri I postulaadi kohaselt

$$mv_k r_k = k\frac{h}{2\pi}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

kus k on täisarv, statsionaarse orbiidi järjekorranumber.

Võtame võrrandi (3) mõlemad pooled ruutu

$$m^2 v_k^2 r_k^2 = k^2 \frac{h^2}{4\pi^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

ning jagame m-ga:

$$m v_k^2 r_k^2 = k^2 \frac{h^2}{4\pi^2 m} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Jagame saadud võrrandi (5) mõlemad pooled võrrandi (2) vastavate pooltega

$$\frac{m v_k^2 r_k^2}{m v_k^2 r_k} = k^2 \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Peale taandamist saame

$$r_k = k^2 \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Saadud seos annab meile võimaluse arvutada vesinikuaatomi statsionaarsete orbiitide raadiusi. Leiame kõigepealt põhiorbiidi raadiuse ($k = 1$)

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Silmas pidades, et $h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ erg · s; $m = 9{,}11 \cdot 10^{-28}$ g ja $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ lü, leiame, et

$$r_1 = 0{,}55 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 0{,}55 \text{ Å}$$
$$\text{ja } d_1 = 2 \cdot r_1 = 1{,}10 \text{ Å}.$$

Seega põhiolekus oleva vesinikuaatomi läbimõõt on 1,10 Å, mis on suurepärases kooskõlas gaaside kineetilisest teooriast saadud andmetega.

Seost $r_k = k^2 \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}$ võime kirjutada kujul

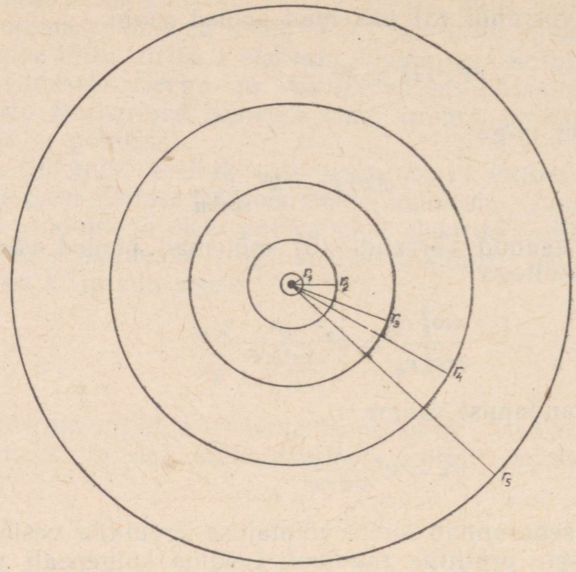
$$r_k = k^2 \cdot r. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Oleme saanud tähtsa tulemuse: vesinikuaatomi statsionaarsete orbiitide raadiused on võrdelised täisarvude ruutudega. Seega orbiitidevahelised kaugused kasvavad üsna kiiresti (joon. 390).

Teades statsionaarsete orbiitide raadiusi, osutub meil võimalikuks arvutada ka elektroni kiirusi vesinikuaatomi erinevatel statsionaarsetel orbiitidel.

Lähtudes Bohri esimesest postulaadist

$$m v_k r_k = k \frac{h}{2\pi},$$



Joon. 390. Vesinikuaatomi statsionaarsed orbiidid.

avaldame $v_k = k \frac{h}{2\pi m r_k}$, kus $r_k = k^2 \frac{h^2}{4\pi^2 me^2}$ [vaata (7)]

$$v_k = k \frac{h 4\pi^2 me^2}{2\pi m k^2 h^2},$$

millest pärast taandamist saame

$$v_k = \frac{2\pi e^2}{kh} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Näeme, et elektroni kiirused vesinikuaatomi statsionaarsetel orbiitidel (v_k) on pöördvõrdelised orbiidi järjekorranumbriga (k).

Seega teisel orbiidil on elektroni joonkiirus kaks korda väiksem kui esimesel, kolmandal — kolm korda väiksem jne. Vastavalt kahaneb ka elektroni kineetiline energia.

Asendades valemisse (10) vastavad suurused, leiame, et vesinikuaatomis liigub elektron põhiorbiidil kiirusega $v_1 = 2{,}9 \cdot 10^8$ cm/s $= 0{,}00729\ c$, kus c on valguse kiirus.

Edasi on meil võimalik arvutada elektroni energiat tema tiirlemisel ühel või teisel statsionaarsel orbiidil. Elektroni koguenergia k-ndal orbiidil koosneb kineetilisest ja potentsiaalsest energiast:

$$E_k = \frac{mv_k^2}{2} + \Pi_k.$$

Elektroni potentsiaalse energia suurus $\Pi_k = -\frac{e^2}{r_k}$ (vt. § 15), kineetilise energia aga arvutame seosest (1)

$$\frac{mv_k^2}{r_k} = \frac{e^2}{r_k^2}$$

$$mv_k^2 = \frac{e^2}{r_k}$$

$$\frac{mv_k^2}{2} = \frac{e^2}{2r_k}.$$

Järelikult elektroni üleminekul ühelt statsionaarselt orbiidilt teisele on potentsiaalse energia muutused tõepoolest suuremad kui kineetilise energia muutused. Elektroni koguenergia k-ndal orbiidil

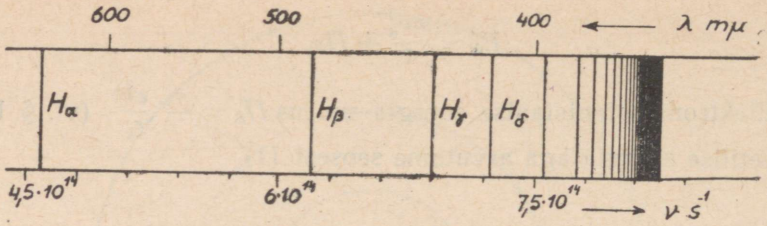
$$E_k = \frac{e^2}{2r_k} - \frac{e^2}{r_k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

$$E_k = -\frac{e^2}{2r_k}.$$

234. Vesiniku joonspekter. Balmeri valem. 1927. a. Odessas toimunud spektroskopistide konverentsil ütles tuntud saksa füüsik Sommerfeldt, et «spektraaljooned on aatomikeele kiilkiri, mida on vaja osata dešifreerida, et mõista, mida jutustavad meile aatomid aine ehitusest».

Tõepoolest käis aatomiteooria areng käsikäes spektroskoopiliste seaduspärasuste tõlgendamisega. Mitmekesised rikkalikud ning täpsed teadmised, mis saadi spektroskoopiliste uurimuste tulemusena, andsid olulisi juhtnööre aatomiteooria väljaarendamiseks ning võimaldasid teoreetiliste kaalutluste eksperimentaalset kontrolli. Teiselt poolt võimaldasid teoreetilised kujutlused ette näha palju uusi nähtusi, suunates sel viisil eksperimentaalseid uuringuid.

Esialgsed spektrite uurimised teostati spektri nähtavas piirkonnas, kusjuures juba algusest peale ei olnud mingit kahtlust, et kiirgavate gaaside spektraaljoonte paigutus ei ole juhuslik, vaid peab alluma mingile kindlale seaduspärasusele. Joonisel 391 on kujutatud vesiniku spektraaljoonte paigutus vesiniku joonspektris. Neli esimest joont: H_α (punane), H_β (helesinine), H_γ (sinine) ja H_δ (violetne) asuvad spektri nähtavas piirkonnas, ülejäänud — ultravioletses osas.



Joon. 391. Vesiniku joonspekter.

Balmer avastas esimesena empiirilise seaduspärasuse, mis määrab vesiniku spektraaljoonte lainepikkusi:

$$\lambda = b\,\frac{m^2}{m^2-4}, \qquad (1)$$

kus konstanttegur $b = 3645{,}7$ Å; m — mingi täisarv alates 3-st ($m = 3, 4, 5, \ldots$).

Harilikult kasutatakse seda valemit teisendatud kujul, mitte spektraaljoonte lainepikkuste, vaid nendele vastavate sageduste arvutamiseks. Silmas pidades, et $\nu = \frac{c}{\lambda}$, saame valemist (1)

$$\nu = \frac{c}{b}\cdot\frac{m^2-4}{m^2} = \frac{c}{b}\left(1-\frac{2^2}{m^2}\right). \qquad (2)$$

Korrutades valemi (2) paremal pool olevas avaldises esimest tegurit 4-ga ning jagades seejuures teist tegurit 4-ga, saame

$$\nu = \frac{4c}{b}\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{m^2}\right) \qquad (3)$$

Tähistades $\frac{4c}{b} = R$, saame

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{m^2}\right), \qquad (4)$$

kus $R = 3{,}29\cdot10^{15}\text{s}^{-1}$.

Vesiniku punasele spektraaljoonele H_α vastava sageduse saame, kui võtame $m = 3$

$$\nu_{H_\alpha} = 3{,}29\cdot10^{15}\cdot\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{3^2}\right) = 4{,}57\cdot10^{14}\text{s}^{-1}.$$

Sellele sagedusele vastav lainepikkus $\lambda_{H_\alpha} = 656$ mμ. Helesinisele joonele H_β vastava sageduse leiame, kui võtame $m = 4$; H_γ puhul $m = 5$ jne.

Edasised uurimused näitasid, et vesiniku spektri ultravioletses osas leidub täiesti omaette üks grupp spektraaljooni, kuna infrapunases osas avastati tervelt kolm niisugust iseseisvat gruppi. Neid gruppe hakati nimetama spektraaljoonte

seeriateks. Spektri nähtavas osas olevate joonte ja nendega kokkukuuluvate ultraviolettjoonte kogu hakati nimetama Balmeri seeriaks. Iseseisvat seeriat ultravioletses osas nimetati tema avastaja nime järgi Lymani (loe: laimön) seeriaks. Lymani seeria spektraaljoontele vastavaid sagedusi on võimalik arvutada valemi abil, mis on väga sarnane Balmeri valemiga.

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

kus $m = 2; 3; 4 \ldots$

Ka 3 infrapunast seeriat on avaldatavad analoogiliste valemite kaudu

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right),$$

kus $m = 4; 5; 6 \ldots$

$$\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2}\right), \quad m = 5; 6 \ldots .$$

ja

$$\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2}\right), \quad m = 6; 7 \ldots .$$

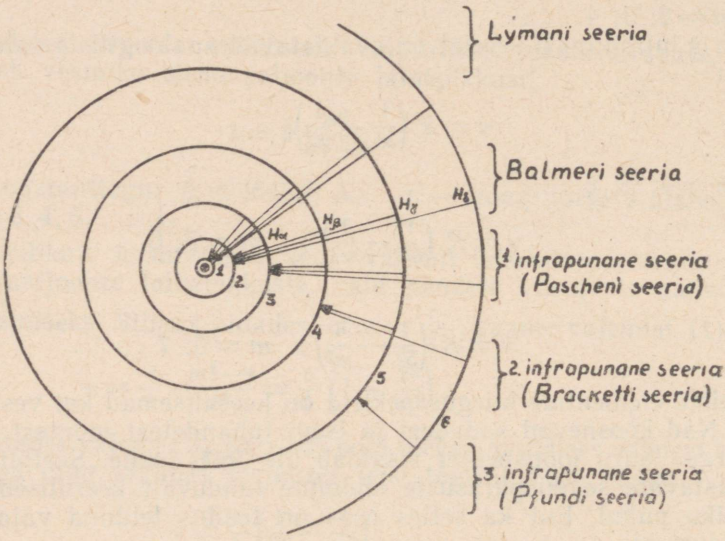
Teiste elementide kiirgusspektrid on keerulisemad kui vesiniku oma. Nad koosnevad sadadest ja isegi tuhandetest joontest. Näiteks raua auru joonspekter sisaldab üle 5000 joone. Seetõttu on ka vastavate seaduspärasuste leidmine tunduvalt keerulisem kui vesiniku puhul. Ent ka selles osas on teadus leidnud vajalikke lahendusteid.

235. Vesiniku joonspektri tõlgendus Bohri teooria seisukohalt. Klassikalise elektrodünaamika seisukohalt kiirgab tuuma ümber tiirlev elektron elektromagnetilisi laineid sagedusega ν, mis vastab täpselt elektroni tiirlemise sagedusele. Kuid energiat ümbruskonda kiirates kahaneb elektroni enese energia ja ta hakkab spiraalselt liikudes lähenema tuumale (vt. § 231). Seejuures kasvab aga tema tiirlemise sagedus, mistõttu aatomist väljuvad järjest suurema sagedusega elektromagnetilised lained. Seega, lähtudes klassikalise elektrodünaamika seisukohalt, tuleb järeldada, et helendavad gaasid peavad andma pidevaid kiirgusspektreid, sest tohutu hulga aatomite puhul on võimalik antud momendil leida igasuguse sagedusega kiirgust. See on aga ilmses vastuolus katsetega.

Bohr lahendas selle umbsõlme, ühendades Rutherfordi aatomiteooria Plancki kvantideteooriaga. Bohri postulaatidele toetumisel osutus helendavate gaaside joonspektrite tekkimise seletamine täiesti enesestmõistetavaks.

Vastavalt Bohri I ja II postulaadile võivad elektronid aatomis liikuda ainult kindlatel, nn. statsionaarsetel orbiitidel. Seejuures

ei kiirga nad neid orbiite mööda liikudes üldse. Kiirgamine toimub ainult hetkel, mil elektron hüppab antud statsionaarselt orbiidilt mõnele teisele — madalamale statsionaarsele orbiidile. Seejuures kiirgub täiesti kindel energiakvant $h\nu$, mille suurus on määratav seosest $h\nu = E_k - E_i$, (vt. § 232). Mida madalamale orbiidile elektron hüppab, seda suurem on vabanev energiadiferents $E_k - E_i$ ning seda suurem on kiiratud energiakvant $h\nu$. Ühtlasi on suurem ka kiirguse sagedus ν, sest h on konstantne suurus.



Joon. 392. Vesiniku spektriseeriate tekkimine Bohri järgi.

Balmeri seeriasse kuuluvad jooned — $\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right)$, $m = 3$; 4; 5 . . . — tekivad Bohri õpetuse kohaselt elektroni hüppeil teisele orbiidile. Seejuures tekib väiksema sagedusega kvant (H_α) elektroni hüppel kolmandalt orbiidilt teisele; suurema sagedusega kvandi (H_β) saame elektroni hüppel neljandalt orbiidilt teisele jne.

Ultravioletne Lymani seeria tekib elektroni hüppel kaugematelt orbiitidelt esimesele orbiidile. Infrapunased seeriad tekivad hüppeil veelgi kaugematelt orbiitidelt kas kolmandale, neljandale või viiendale orbiidile.

Nii näeme, et aatom võib antud momendil kiirata ainult üht kindla sagedusega kvanti, mis sisuliselt vastab ühele kindlale spektraaljoonele. Suures aatomite kogus, mida kujutab endast helendav gaas, leidub alati igasugustes ergutusolekutes aatomeid, seega teatav aatomite rühm kiirgab üht liiki sagedusega kvante, teine rühm — teist liiki jne.



Wilhelm Konrad Röntgen

Röntgenikiired

236. Röntgenikiired ja nende tekkimine. W. K. Röntgen [1] märkas 1895. aastal, et katoodtoru läheduses fluorestseeriv ekraan õige nõrgalt helendab. Et katoodkiired ja kanalkiired ei ole võimelised läbi tungima hõrendustoru klaasseintest, siis tegi Röntgen täiesti õige järelduse, et katoodtorus tekivad veel mingisugused kiired, mis on võimelised klaasist läbi tungima ning õhus teatud kaugusele levima. Juba Röntgen pani tähele, et need läbitungivad kiired tekivad just seal, kus katoodkiired langevad mingile tõkkele, näiteks hõrendustoru seinale. Paari kuu jooksul selgitas Röntgen äsja avastatud kiirte mitmesuguseid erakordseid omadusi. Kõige hämmastavamaks osutus nende kiirte võime läbi tungida paljudest sellistest ainetest, millest valguskiired läbi tungida ei suuda. Nii näiteks läbisid need kiired hõlpsasti lihaseid, klaasi, puud, õhukesi metall-lehekesi jne.; luudest ja paksematest metallikihtidest need kiired aga läbi ei tunginud.

Kiired mõjutasid tugevasti fotoplaati; nende abil oli võimalik saada varipilte esemetest, millest nad osaliselt läbi tungisid. Ühtlasi tegi Röntgen kindlaks, et tema poolt avastatud kiired ei peegeldu mingisugustelt pindadelt ega murdu üheski keskkonnas, samuti ei paindu nad kõrvale ei elektri- ega magneti väljades.

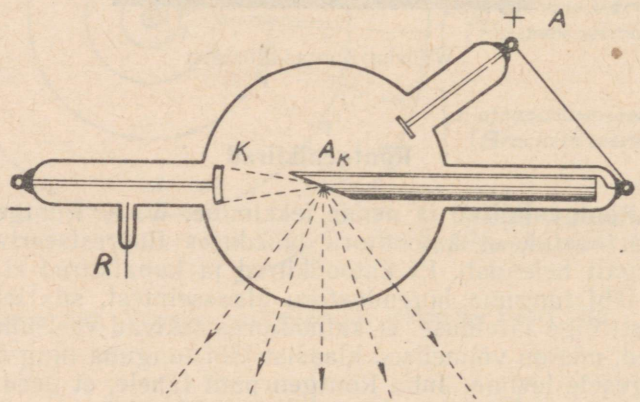
[1] Wilhelm Konrad Röntgen (1845—1923), väljapaistev saksa füüsik. Üks oma aja paremaid eksperimentaatoritest.

Õhust läbi tungides ioniseerivad nad seda tugevasti, mistõttu õhk hakkab suhteliselt hästi elektrit juhtima.

Arvesse võttes, et uued, silmale nähtamatud kiired olid ainulaadsete omadustega, võrreldes teiste seni avastatud kiirteliikidega, ning et nende olemust ei läinud Röntgenil korda selgitada, nimetas ta neid X-kiirteks. Hiljem hakati neid nimetama röntgenikiirteks.

237. Röntgenitorud ja pärsskiirguse tekkimine. Õige peatselt selgus, et intensiivsemaid röntgenikiiri on võimalik saada, kui lasta katoodkiirte kimbul langeda mitte klaastoru seinale, vaid toru sisse paigutatud raskelt sulavast metallist plaadikesele. Tekkisid esimesed röntgenitorude tüübid, nn. ioontorud (joon. 393).

Hõrendustorru on paigutatud sfääriline nõguskatood (K). Katoodi kõveruskeskpunktis asub anoodiga (A) ühendatud tasapinnaline plaadike, nn. antikatood (A_k).



Joon. 393. Ioontoru. K — katood; A — anood; A_k — antikatood; R — regeneratsioonitoruke.

Seadise ühendamisel kõrgepinge-vooluallikaga tekivad katoodkiired, mis lähtuvad sfääriliselt katoodilt risti tema pinnaga ning levivad kõverusraadiuste suunas, koondudes kitsale laigule antikatoodi pinnal. See koht on röntgenikiirte tekkimise kohaks. Viimane asjaolu on väga tähtis, sest nn. röntgenifotod on tegelikult varipildid ja teravate piltide saamiseks on vajalik punktitaoline kiirgusallikas. Et katoodkiired kujutavad endast elektronide voolu, siis on röntgenikiirte tekitamiseks vaja antikatoodi pinda «pommitada» elektronidega. Pealelangevate elektronide edasijuhtimiseks ühendatakse antikatood anoodiga, sest vastasel korral koonduks antikatoodi pinnale peatselt niivõrd tugev negatiivne laeng, et

selle elektriväli takistaks uute elektronide langemist antikatoodile ja röntgenikiirgus lakkaks.

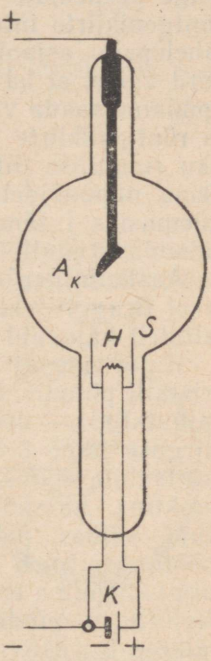
Selgitame röntgenikiirte tekkimist. Katoodkiirte näol langevad elektronid suure kiirusega antikatoodi metalsele pinnale, sealt edasi liiguvad nad aga metallis väga aeglaselt. Järelikult *toimub antikatoodi pinnal elektronide pärssimine* ja nendega seotud elektromagnetilise välja muutumine, mis kandub ümbritsevasse ruumi röntgenikiirguse näol. Elektronide pärssimisel muundub vabanev kineetiline energia peamiselt (üle 99%) soojuseks (antikatoodi temperatuur tõuseb); ainult väike osa (alla 1%) muundub röntgenikiirguse energiaks.

Vastavalt tekkimisviisile nimetatakse selliselt saadud röntgenikiirgust *pärsskiirguseks*.

Kirjeldatud röntgenitorusid nimetatakse *ioontorudeks*, sest katoodkiirte tekitamiseks sel teel on vajalik positiivsete ioonide olemasolu hõrendustorus (vt. § 124). Õhurõhk ioontorus on 0,001 mm piirides; selle rõhu juures leidub torus veel küllaldasel määral ioone.

Järgnevalt kirjeldame käesoleval ajal kasutatavaid *hõõgkatood-röntgenitorusid* (joon. 394). Tugevasti hõrendatud õhuga täidetud klaasballoonis (10^{-6}—10^{-7} mm) asetseb hõõgkatoodina volframspiraal *H*, mille hõõguma panemiseks kasutatakse vooluallikat *K* ja mis ühendatakse kõrgepinge-vooluallika negatiivse poolusega. Hõõgkatoodist väljuvate elektronide paremaks fokuseerimiseks antikatoodile ümbritsetakse volframspiraal metallsilindrikesega *S*, mis on ühendatud hõõgkatoodiga. Antikatoodiks on võrdlemisi massiivne, raskesti sulavast metallist plaadike A_k, mis on ühendatud kõrgepinge-vooluallika positiivse poolusega.

Hõõgkatood on võimeline andma intensiivset elektronide termoemissiooni, see aga omakorda võimaldab saada intensiivset röntgenikiirgust. Antikatoodile langevate elektronide kineetilise energia muundumine soojuseks põhjustab antikatoodi kiire kuumenemise kuni läbisulamiseni juba anoodvoolu tugevusel mõnikümmend mA. Selle vältimiseks tuleb hoolitseda antikatoodi küllalt intensiivse jahutamise eest. Väiksema võimsusega torude puhul on antikatoodina kasutatav volframplaadike kinnitatud vasklati otsa. Mõnikord varustatakse torust



Joon. 394. Hõõgkatoodtoru. *H* — hõõgkatood; *S* — elektrone fokuseeriv silinder; A_k — antikatood; *K* — hõõgniidi küttevoolu allikas.

väljaulatuv vasklati osa jahutusribidega või kasutatakse koguni vesijahutust. Suure võimsusega, meditsiinilisteks otstarveteks kasutatavate torude korral ehitatakse antikatood kiiresti pöörlevana (rotaliks-torud, 1500 tiiru/min.). Sel korral ei lange antikatoodile fokuseeritud elektronide kimp kogu aeg samale antikatoodi alale ega põhjusta viimase läbisulamist.

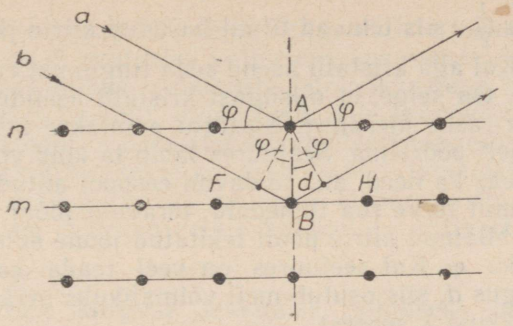
238. Röntgenikiirte olemus. Karakteristlik kiirgus. Et röntgenikiired elektri- ja magnetiväljas kõrvale ei kaldu, siis oletati juba alguses, et nad on elektromagnetilised lained. Nende suure läbitungivuse tõttu peeti neid isegi elektromagnetiliseks pikilainetuseks. Teiselt poolt tõestati 1905. a. röntgenikiirte polariseeritavust. See nähtus aga on omane ainult ristlainetusele. Raskused röntgenikiirte lainelise olemuse tõestamisel seisnesid selles, et ka kõige peenemate difraktsioonivõrede abil ei õnnestunud tekitada röntgenikiirte interferentsinähtusi. Alles 1912. aastal juhtis Laue tähelepanu asjaolule, et röntgenikiirte lainepikkus võib olla niivõrd väike, et ka peenima difraktsioonivõre kasutamisel me n. ö. «püüame saada valguse interferentsi redeli abil». Ühtlasi soovitas ta röntgenikiirte lainelise olemuse tõestamiseks kasutada loodusliku ruumilise difraktsioonivõrena mitmesuguste ainete kristalle. Tema näpunäidete kohaselt teostatud katsed andsid positiivseid tulemusi, s. t. tänu kristallide ruumvõre ülipeenusele õnnestus esile kutsuda kristallist läbiminevate röntgenikiirte difraktsiooni.

Aasta hiljem õnnestus prof. Wulffil Moskvas ja inglise õpetlasel Braggil tekitada röntgenikiirte difraktsiooni, kasutades kristallidelt hajuvaid röntgenikiiri.

Kujutleme, et kindla lainepikkusega röntgenikiir langeb mingi kristalli pinnale. Me teame, et aatomid on kristallis korrapäraselt paigutatud — asuvad üksteisest kindlal kaugusel. Kui röntgenikiirguse laine langeb kristalli aatomile, siis vastavalt Huygensi printsiibile võime seda aatomit vaadelda elementaarlainete lähtepunktina. Aatomi ümber hakkab levima hajunud röntgenikiirgus. Kuid silmas pidades röntgenikiirte lainete äärmiselt väikesi mõõtmeid, tuleb arvestada, et rõhuv osa kiirgusest läheb kristalli välispinna aatomite vahelt läbi ja ainult tähtsusetu osa hajub. Seetõttu on pindkihil hajunud röntgenikiirgus praktiliselt kaduvväikese intensiivsusega. Kuid järgmiselt aatomikihilt tekib omakorda hajunud kiirgus, mis liitub esimesega, sellele järgnevalt kihilt samuti jne. Hajunud kiirguse intensiivsus osutub tunduvaks aga ainult neis suundades, milles aatomikihtidelt hajunud kiirte käiguvahe on paarisarv poollaineid.

Langegu paralleelsetele aatomikihtidele *nn* ja *mm*, mis asuvad teineteisest kaugusel *d* (joon. 395), paralleelne röntgenikiirte kimp, mille äärmised kiired on *a* ja *b*. Kiirte kaldenurk olgu φ. Kihtidelt *nn* ja *mm* hajunud kiirte vahel tekib käiguvahe suurusega $FB + BH$. Jooniselt näeme, et

$$FB + BH = 2FB = 2d \sin \varphi.$$



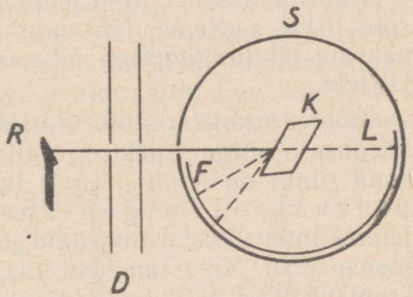
Joon. 395. Kristallilt hajuvate röntgenikiirte difraktsioon.

Mõlemad hajunud lained tugevdavad teineteist ainult siis, kui nende käiguvahe on paarisarv poollainepikkusi

$$2d \sin \varphi = 2n \frac{\lambda}{2},$$

kus $n = 1; 2; 3 \ldots$.

Silmas pidades, et kristalli aatomtasandid asuvad üksteisest samal kaugusel, võime väita, et suunas, mida määrab nurk φ, on kõikidelt tasanditelt levivate hajunud kiirte vahel käiguvahe paarisarv poollainepikkusi ja et nad kõik tugevdavad üksteist selles suunas. Niisugustes suundades, mis rahuldavad seda tingimust, tekivadki interferentsimaksimumid, mida võime fotoplaadi abil kindlaks teha. Suundades, milles lainete käiguvahe ei ole paarisarv poollainepikkusi, kustub lainetus üldse.



Joon. 396. Wulffi-Braggi katseseadise skeem.

Vastavate uurimiste teostamiseks kasutatakse nn. röntgenispektrograafe, mille põhimõtteline konstruktsioon on esitatud joonisel 396. Röntgenikiirte allikast R tulevast kiirtekimbust eraldatakse diafragmade D abil võimalikult kitsas kimp, millesse kuuluvaid kiiri võib pidada praktiliselt paralleelseiks. See kitsas kimp juhitakse läbi vastava avause kinnisesse ümmargusse metallkarpi, kus ta langeb kristallile K. Metallkarbi siseseinale on kinnitatud film F.

Kristalli otse läbinud kiirtekimp jätab sel filmil intensiivse jälje kohas L. Kui kristalli asend on selline, et see rahuldab tingimust

$2d \sin \varphi = 2n \frac{\lambda}{2}$, siis tekivad filmil hajunud kiirte jäljed tumedate joonte näol. Kui aga kristalli asend seda tingimust ei rahulda, jääb film puhtaks. On selge, et niisugust kristalli asendit täpselt määrata on väga raske ülesanne. Seetõttu pannakse kristall vastaval alusel aeglaselt pöörlema. Seejuures läbib ta kõik võimalikud nurgad, nende seas ka need, mis täidavad eespool antud tingimust, ja me saame filmil terve rea tumedaid teravaid jooni. Nende joonte asend otse läbiläinud kiirte poolt tekitatud joone suhtes võimaldab määrata nurka φ. Kui seejuures on veel teada aatomtasandite-vaheline kaugus d, siis osutub meil võimalikuks määrata röntgenikiirte lainepikkust λ seosest

$$2d \sin \varphi = 2n \frac{\lambda}{2}.$$

Tavaliselt kasutatakse jooni, mis tekivad, kui $n = 1$ (kõige intensiivsemad). Sel korral

$$2d \sin \varphi = 2 \frac{\lambda}{2}; \quad \lambda = 2d \sin \varphi.$$

Röntgenikiirte lainepikkuste määramisel selgus, et nad on keskmiselt 1000 korda lühemad kui valguslained. Tänapäeval loetakse röntgenikiirte alaks elektromagnetiliste lainete piirkonda vahemikus 0,06—20 Å ($6 \cdot 10^{-10}$—$2 \cdot 10^{-7}$ cm).

Lühemalainelisi röntgenikiiri nimetatakse mõnikord nende suhteliselt suurema läbitungivuse tõttu kalkideks kiirteks, vähema läbitungivusega pikemalainelisi kiiri aga pehmeteks kiirteks.

Röntgenitoru annab üldiselt keerulise spektraalkoosseisuga kiirguse. Röntgenispektrograafi abil võime näidata, et teatud piirkond filmil on üleni nõrgalt tuhmunud. See piirkond vastab nn. pidevale röntgenispektrile. Pideva spektri foonil leiame intensiivseid tumedaid jooni, mis tuletavad meelde gaaside joonspektrit. Need tumedad kitsad jooned vastavad mingile monokromaatilisele kiirgusele. Röntgenispektrite joonte lainepikkused on iseloomulikud antikatoodi ainele, mistõttu joonspektrit põhjustavat kiirgust hakati nimetama karakteristlikuks kiirguseks.

Pideva röntgenispektri annab pärsskiirgus. Seda põhjendatakse järgmiselt. Antikatoodile langevate elektronide kiirused, seega ka nende energiad, pole võrdsed. Samuti ei toimu kõikide elektronide põrkumine antikatoodi aatomitega ühesugustes tingimustes. Kõigest sellest võime järeldada, et üksikute elektronide pärssimisel vabanevad erinevad energiahulgad, mille tulemusena saame ka erinevate lainepikkustega kiiri. Katoodkiirte kimbus, mis langeb antikatoodi pinnale, on tohutu hulk elektrone, mis põhjustab nende pärssimisel antikatoodi pinnal küllaltki laias lainepikkuste vahe-

mikus igasuguste lainepikkustega röntgenikiirte tekkimise. Pärsskiirgus vastab n. ö. «valgele» valgusele, kus samuti leidub teatud lainepikkuste vahemikus igasuguste lainepikkustega kiiri.

Arvesse võttes asjaolu, et antikatoodile langevate elektronide kiirus sõltub katoodi ja antikatoodi vahelisest pingest, võime järeldada, et ka pärsskiirgusesse kuuluvate kiirte lainepikkused sellest olenevad. Vastavad uurimised näitasid, et pärsskiirguse keskmine lainepikkus λ_k on pöördvõrdeline katoodi ja antikatoodi vahelise pingega: $\lambda_k \sim \frac{1}{U}$.

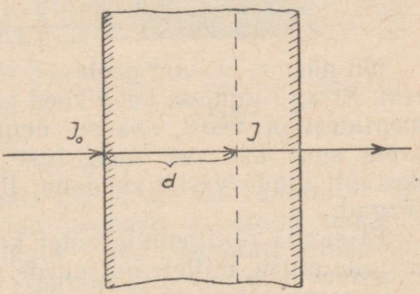
Karakteristliku kiirguse tekkimise põhjuseks on energeetilised muutused aatomi sisekihtide elektronide seas (vt. § 232).

Uurides pideva röntgenikiirguse spektraalkoosseisu, selgus, et lühimate lainete osas on spekter teravalt piiritletud. See asjaolu võimaldas anda seose, mis avaldab pärsskiirguses leiduvate kalgimate kiirte (lühima lainepikkusega) lainepikkuse katoodi ja antikatoodi vahelise pinge U kaudu.

$$\lambda_{min} = \frac{12{,}345}{U},$$

kus λ_{min} saame ongströmides (Å), kui U on mõõdetud kilovoltides (kV).

239. Röntgenikiirte neeldumine keskkonnas. Vaadeldes nn. röntgenifotosid, mis teatavasti kujutavad endast vastavate esemete varipilte (vt. § 236), märkame, et röntgenikiirte neeldumine erinevates ainetes on erinev. Nii näiteks nahk, puit, riie, tavaline klaas ja lihased jätavad endast fotol väga nõrku jälgi, fluorestseerival ekraanil märkame aga vaevalt nende varju. See tähendab, et röntgenikiired läbivad neid aineid peaaegu neeldumatult. Luudest, kergematest metallidest plaadikestest (alumiinium, magneesium) ja tinaklaasist tekivad selgelt piiritletud, teravad varjud. Samal ajal on rasketest metallidest, nagu tinast, hõbedast, kullast, rauast jne. plaadikesed pehmetele ja keskmistele röntgenikiirtele praktiliselt läbipaistmatud. Röntgenikiirte neeldumine keskkonnas toimub eksponentsiaalseaduse kohaselt:



Joon. 397. Röntgenikiirte intensiivsuse kahanemine keskkonnas.

$$J = J_0 e^{-\mu d},$$

kus J on röntgenikiirte intensiivsus vastavas keskkonnas sügavusel d, J_0 — keskkonnale langevate röntgenikiirte intensiivsus (joon. 397) ja μ — nn. neeldumiskoefitsient.

Neeldumiskoefitsient on erinevatel elementidel erinev. Täpsed uurimised on näidanud, et μ sõltub röntgenikiirte lainepikkusest ja neelava elemendi järjekorranumbrist. Eeldades, et kiired kohtavad oma teel erinevates keskkondades ühepalju aatomeid, siis

$$\mu = k\lambda^3 N^4,$$

kus μ on neeldumiskoefitsient, k — võrdetegur, λ — röntgenikiirte lainepikkus ja N — elemendi järjekorranumber.

Röntgenikiirte neeldumine molekulaarsetes keskkondades võrdub vastava keskkonna molekulide koosseisu kuuluvate aatomite neelamisvõimete summaga.

Kui võrrelda näiteks süsiniku neelamisvõimet röntgenikiirte suhtes alumiiniumi ja vase omaga, siis näeme, et alumiiniumi ($N = 13$) neelamisvõime ületab süsiniku ($N = 6$) oma $\left(\frac{13}{6}\right)^4 = 22$ korda, vase neelamisvõime aga $\left(\frac{29}{6}\right)^4 = 470$ korda. Vase neelamisvõime ületab alumiiniumi oma $\left(\frac{29}{13}\right)^4 = 36$ korda.

Arstiteaduse seisukohalt pakub huvi vee ja luu neelamisvõime võrdlemine. Veemolekul koosneb kahest vesiniku- ja ühest hapnikuaatomist. Ühe vesinikuaatomi neelamisvõime on võrdeline suurusega 1^4, kahe vesinikuaatomi neelamisvõime aga suurusega $2 \cdot 1^4 = 2$. Samas on hapnikuaatomi neelamisvõime võrdeline 8^4. Siit veemolekuli neelamisvõime on võrdeline suurusega $2 + 8^4$. Analoogiliselt arvutame luude mineraalaine $Ca_3(PO_4)_2$ neelamisvõime. Selle molekuli koosseisu kuulub 3 kaltsiumiaatomit ($N = 20$), kaks fosforiaatomit ($N = 15$) ja 8 hapnikuaatomit ($N = 8$). Seega on $Ca_3(PO_4)_2$ neelamisvõime võrdeline suurusega $3 \cdot 20^4 + 2 \cdot 15^4 + 8 \cdot 8^4$ ja tema neelamisvõime suhe vee neelamisvõimesse

$$\frac{3 \cdot 20^4 + 2 \cdot 15^4 + 8 \cdot 8^4}{2 + 8^4} \approx 150.$$

Nii näeme, et luud neelavad röntgenikiiri 150 korda rohkem kui vesi. Et aga inimese keha koed koosnevad peamiselt kergetest elementidest ja veest, siis on nende neelamisvõime ligikaudu niisama suur kui vee oma. Just seetõttu paistab fluorestseerival ekraanil luude vari tumedana, lihaste ja kõõluste varjud on aga nõrgad.

Et saada röntgeniülesvõtet kõhust ja sooltest, söödetakse patsiendile putru, millele on juurde segatud baariumi sooli. Baariumi järjekorranumber on 56, mistõttu ta röntgenikiirte neelamisvõime on suur. Magu ja sooled, mis on täidetud sellise pudruga, annavad röntgeniülesvõttel teravaid varje.

240. Röntgenikiirte bioloogiline toime ja selle kasutamine. Röntgenikiirte bioloogiline toime avaldub neis muudatustes, mis tekivad üksikutes rakkudes, kudedes, keha üksikutes elundites või kogu organismis kiiritamise mõjul röntgenikiirtega.

Varsti peale röntgenikiirte avastamist, juba 1896. a. tehti kind-

laks nende mõju nahale, mis avaldub naha punetuses, paistetuste tekkimises ja naha karvakeste väljalangemises. Need tähelepanekud panid aluse pinnalisele (naha) röntgenoteraapiale. Hiljem pandi tähele röntgenikiirte mõju ka sügavamal asuvatele elunditele, nagu verdtekitavaile organeile, sugu- ja mahlanäärmeile jne., mis sai aluseks sügavale röntgenoteraapiale.

Võrdlemisi lühikese aja vältel osutas röntgenoloogia arstiteadusele suuremat abi kui ükski teine teaduslik rakendusala. Ta sundis läbi vaatama terve rea kujutlusi anatoomia, füsioloogia ja patoloogia valdkonnast. Röntgenoloogia võimaldas elusa inimese organismis näha siseelundite tegelikku vastastikust asendit ja nende kuju, südame, diafragma ja seedimiselundite funktsioneerimist, samuti toidu liikumist seedetrakti kaudu, bronhide ja sapipõie kokkutõmbumisi; isegi peaaju ja selgrooüdi kanaleid saab röntgenoloog vaadelda. Röntgenikiired võimaldavad meil jälgida järjekindlalt paljude haiguste arenemiskäiku. Luude ja liigeste vigastusi ning haigestumisi, võõrkehade (kuulid, killud) asukohta kehas jms. tehakse kindlaks ainult röntgenoloogilise uurimise kaudu.

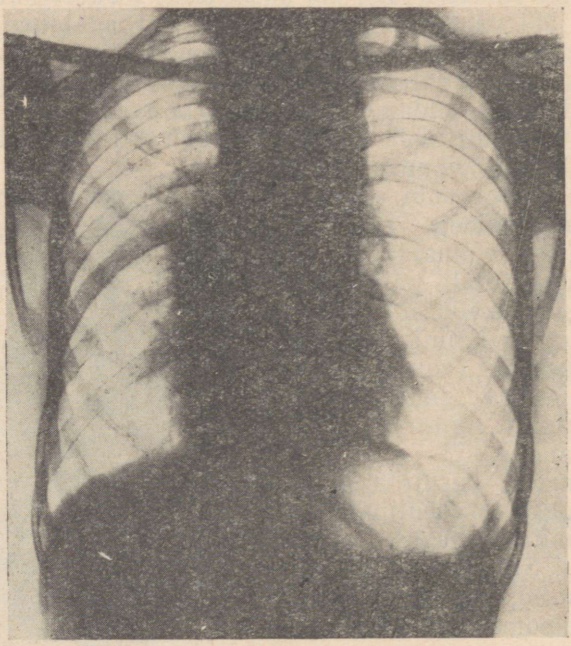


Joon. 398. Luumurde röntgenogramm.

Röntgenikiiri kasutatakse paljudel juhtumitel terapeutilistel eesmärkidel mitmesuguste haiguste ravimiseks. Siia kuuluvad peanaha haigused, ekseemid, mõningad pahaloomulised kasvajad, furunkuloos jt.

Hindamatut abi osutavad röntgenikiired võitluses kopsutuberkuloosiga, kus eriti tähtis on haigestumise õigeaegne diagnoosimine. Seda võib saavutada elanikkonna massilise läbivaatamise teel röntgenikiirte abil, mis võimaldab aegsasti avastada nakatuse kandjaid — äsja haigestunud isikuid. Varem kasutati selleks otstarbeks röntgenoskoopiat (patsientide kopsude vaatlemist fluorestseerival ekraanil). Kuid esialgsed tuberkuloosi jäljed kopsudes on küllaltki väikesed ning kujutavad endast hernetera suurusega võrreldavaid või isegi väiksemaid koldeid. Sellised väikesed kolded on röntgenoskoopilisel vaatlemisel tihti raskesti tähelepandavad ning sageli mittenähtavad. Niisugustel juhtumitel on otstarbekohasem kasutada röntgenograafiat (röntgeniülesvõtted). Kuid silmas pidades, et kopsude röntgenogrammid tehakse filmidele suuruses mitte alla 24×30 cm (ca 0,07 m^2),

osutuks see meetod massilisel röntgenografeerimisel liiga kalliks tohutu materjalikulu tõttu. Seepärast asendatakse massilisel läbivaatamisel röntgenograafia fluorograafiaga. Viimane menetlus seisneb fluorestseerival ekraanil saadavate röntgenivarikujutiste fotografeerimises erilise fotokaamera abil kinofilmile. Hiljem tekitatakse projektsiooniaparaadi abil ekraanile suurendatud kujutis, mida arst kasutab patsiendi tervisliku olukorra uurimiseks.



Joon. 399. Rinnakorvi röntgenogramm.

Fluorograafi abil massiliste läbivaatuste teostamisel on kulud ligi 100 korda väiksemad kui röntgenograafia korral; pealegi soodustab fluorograafia hulgaliste läbivaatuste kiirendamist (50—60 võtet tunnis).

Diagnostiliseks otstarbeks kasutatakse pehmemaid (kuni 150 kV), terapeutilisteks eesmärkideks aga kalgimaid kiiri (kuni 300 kV). Silmas pidades röntgenikiirte tugevat bioloogilist toimet inimorganismile, mis võib põhjustada kiiritushaiguse tekkimise, tuleb röntgenoloogidel nende kiirtega töötada väga ettevaatlikult.

Kiiritushaiguse sümptoomideks tema kergemakujulise kulgemise korral on: erüteemi (naha põletikuline punetus) tekkimine, külmavärinad, peavalu, temperatuuri tõus, oksendamine, naha

kestendumine ja pigmentatsioon, üldine depressioon, juuste ja üldse karvkatte äralangemine, vesivillide tekkimine. Kiiritushaiguse rasketel juhtudel võivad tekkida pahaloomulised kasvajad (röntgenivähk); kiiritatud nahapiirkonnad ja nende all asuvad koed võivad hävida ning hakata lagunema, põhjustades paranematuid haavandeid; kaob suguvõime. Lõpuks lakkab verdtekitavate organite (punane luuüdi, põrn) tegevus, mis viib juba paratamatult surmani.

Kiiritushaigust (vähemalt kergemal kujul) võib põhjustada mitte ainult röntgeniaparaadist väljuv röntgenikiirte kimp (primaarne kiirgus), mille levimispiirkonda võib tarbekorral kas või umbkaudselt hinnata, vaid ka õhu molekulidel hajunud kiirgus, mis levib kõigis suundades.

Kaitseks röntgenikiirte kahjuliku mõju eest kasutavad röntgenoloogid rikkalikult tinasooli sisaldavaid kummipõlli ja tinaklaasist prille (kuni 70% tinasisalduvusega flintklaas). Kiirte puhul alla 100 kV peab kaitsepõlle paksus olema vähemalt 2 mm, üle 100 kV aga — 4 mm.

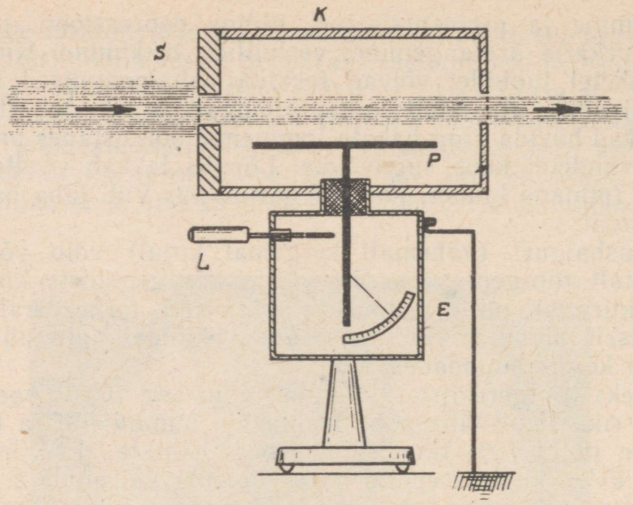
Röntgenikiiri kasutatakse ka tehnikas, peamiselt *röntgenodefektoskoopias*, mille all mõistetakse mitmesuguste materjalide ja valmistoodete sisemiste (väljastpoolt mittenähtavate) defektide kindlakstegemist vastavate esemete kiiritamisel röntgenikiirtega. Olemasolevad defektid (mõrad, metallivalamisel tekkinud õõned) tulevad selgesti nähtavale kiiritatava eseme varjupildil kas fluorestseerival ekraanil (visuaalne meetod) või filmil (fotograafiline meetod). 200 kV röntgenitorude kiirgus võimaldab kontrollida kuni 35 cm paksusega alumiiniumplaate, 7 cm paksusi terasplaate, 5 cm paksusi vaskplaate jne. 800 kV pinge kasutamise korral võib uurida terasplaate paksusega kuni 25 cm (sõjalaevade soomusplaadid).

241. Dosimeetria. Haigete ravimisel on tarvis röntgenikiirgust õieti doseerida, et ära hoida kiiritushaiguste tekkimist.

Röntgenikiirguse doseerimisel kasutatakse ühikuna 1 röntgenit (R). Selle ühiku defineerimisel lähtutakse röntgenikiirguse ionisatsioonivõimest, silmas pidades, et keskkonna ioniseerimine toimub temas *neeldunud* kiirgusenergia arvel. Vastavalt sellele *on* 1 R *röntgenikiirguse neeldunud energiahulk, mis* 1 cm^3 *õhus normaaltingimustel põhjustab ionisatsiooni* 1 *lü suuruses nii positiivse kui ka negatiivse laengu osas* ($2{,}08 \cdot 10^9$ paari ioone). Selle ühiku energeetiline ekvivalent õhu puhul[1] on $1\,R \approx 0{,}11 \frac{ergi}{cm^3} \approx$ $\approx 83{,}8 \frac{ergi}{g}$.

Mõõtmisvahenditena röntgenikiirguse doseerimisel kasutatakse

[1] Et loomse organismi koed sisaldavad peamiselt kergeid elemente (välja arvatud luustik), siis röntgenikiirguse neeldumine neis toimub ligikaudu samas ulatuses.



Joon. 400. Röntgenomeeter.

röntgendosimeetreid ehk lihtsalt röntgenomeetreid. Oma tegevuse printsiibi ja ehituse poolest võivad need riistad olla mitmekesised. Joonisel 400 on kujutatud üks lihtsamatest röntgenomeetritest. See koosneb metalsest silindrikujulisest ionisatsioonikambrist (K) ja elektromeetrist (E). Elektromeetri metallvarb ulatub ionisatsioonikambrisse ja tema otsa on kinnitatud metallist plaat (P). Elektromeetri ja plaadi laadimine toimub teraviku (L) abil, mis laadimise ajal surutakse elektromeetri varva vastu. Töötamise ajal on nii elektromeeter kui ka ionisatsioonikamber maandatud. Röntgenikiirte kimbul lastakse langeda ionisatsioonikambri paksule tinaseinale (S), kust ta saab edasi levida vaid «aknakese» kaudu. Kiired läbivad kambri enam-vähem paralleelse kimbuna, mis võimaldab hõlpsasti arvutada kambris kiirguse poolt ioniseeritava õhu ruumala (V).

Katse algul laetakse elektromeeter teatud potentsiaalini U_1 (harilikult 500 V piirides). Siis juhitakse röntgenikiired läbi kambri, mille tagajärjel õhk ioniseerub. Plaadi P laengu suhtes isenimelised ioonid tõmbuvad plaadile, kahandades selle potentsiaali. Olgu kiiritamise lõpul potentsiaal U_2. Seega potentsiaali langus kiiritamise toimel on $U_1 - U_2$. Kui elektromeetri mahtuvus on C, siis ta laengu kahanemine õhu ionisatsiooni tõttu on $q = C(U_1 - U_2)$. Jagades saadud tulemuse ruumalaga V, leiame keskkonnale (kambri õhule) üleantud kiirguse doosi (D) röntgenites

$$D = \frac{q}{V} = \frac{C(U_1 - U_2)}{V} \frac{\text{lü}}{\text{cm}^3} \text{ (röntgenit).}$$

Röntgenoteraapias tuleb kiirguse doseerimisel silmas pidada, et ühekordne kiirituse doos 400 R ulatuses (kogu keha kiiritamise korral) on surmav. Ühekordne doos tohib kõikuda 30—50 R piirides. Et aga kiiritamise bioloogiline efekt on enam-vähem summaarne (iga järgmise kiirituse bioloogiline mõju liitub eelnenud kiirituse mõjuga), siis ka teatud ajavahemikkude järel korduvate kiiritamiste korral summaarne doos võib kõikuda vaid 300—600 R piires. Keha lokaalsel kiiritamisel ei ole kiirguse bioloogiline üldtoime organismile nii raske. See võimaldab näit. pahaloomuliste kasvajate ravil kasutada suhteliselt suuri kiirguse doose, suunates kiirgust mitmest suunast kitsale alale kasvaja piirkonda. Neil juhtumeil ühekordsed doosid võivad ulatuda kuni 300 R ja summaarne doos kuni 2500 R.

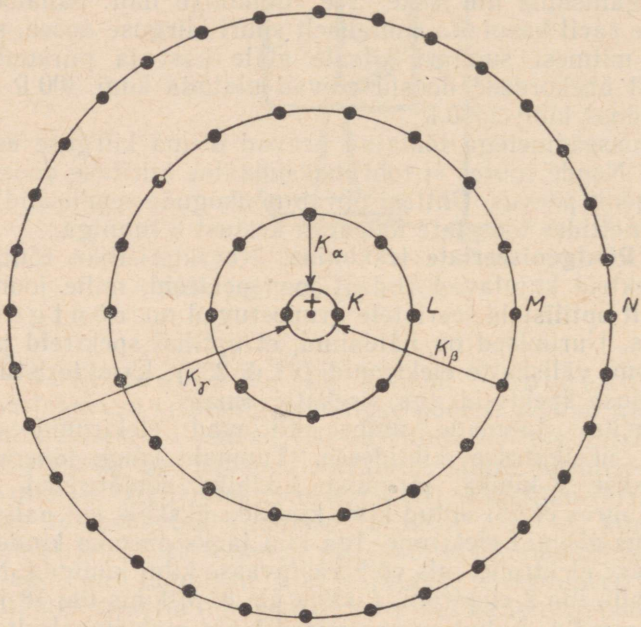
Kiiritusseadmetega töötajad peavad olema kiirguse eest hästi kaitstud. Nende juures ei tohi maksimaalne kiirituse doos ületada 0,1 röntgenit päevas. Ühtlasi piirab nõukogude seadusandlus röntgenikabinettides töötajate tööpäeva kestust 6 tunniga.

242. Röntgeniseeriate tekkimine. Karakteristliku röntgenikiirguse spektrid kujutavad endast joonspektreid, mille jooned analoogiliselt optilistele seeriatele grupeeruvad nn. *röntgeniseeriateks*. Uurimised on näidanud, et optilisi spektreid põhjustavad aatomi väliskatte elektronid (vt. § 232), karakteristliku röntgenikiirguse spektreid aga sisekatte omad.

Aatomite tuumade ümber tiirlevad elektronid on rühmitunud üksikutesse kihtidesse. Tuumale kõige lähemat kihti nimetatakse *K*-kihiks, järgmist *L*-kihiks, ülejärgmist *M*-kihiks jne. Seejuures ei või antud kihti kuuluda ükskõik kui palju aatomi koosseisus olevaid elektrone. Iga kihi jaoks on oma kindel maksimaalne arv elektrone, mis võib vastavasse kihti kuuluda. Nii ei või *K*-kihis olla üle 2 elektroni, *L*-kihis üle 8, *M*-kihis üle 18 jne. Enamiku elementide puhul on seesmised kihid maksimaalselt täidetud ning ainult kõige välimises — optiliste elektronide kihis, on tavaliselt elektronide puudujääk.

Kui röntgenitorus antikatoodile koondatud katoodkiirte kimp langeb pindkihi aatomitele, siis osa selle kimbu elektronidest tungib aatomite elektronkatete seesmistesse kihtidesse ning võib sealt elektrone välja lüüa. Kujutleme, et pealelangev elektron on tunginud *K*-kihini ja lööb sealt välja ühe elektroni (joon. 401). See elektron lahkub aatomi koosseisust, sest kõrgematesse kihtidesse ei saa ta peatuma jääda, sest need on juba elektronidega maksimaalselt täidetud. Otsekohe hüppab mõnest kaugemast, kas *L*-, *M*- jne. kihist elektron *K*-kihti üle ning asendab väljalöödud elektroni. Tühjaks jäänud koht kõrgemas kihis täitub omakorda väljastpoolt sinna langeva elektroniga. Suure hulga selliselt katoodkiirtega «pommitatud» antikatoodi aatomite seas leidub alati niisuguseid, mille *K*-kihi elektron asendatakse *L*-kihi elektroniga, või ka selliseid, kus see täitmine toimub *M*-kihi, *N*-kihi jne. elektronide arvel. Arvesse võttes, et siin on tegemist elektronide ülehüpetega

tuumale lähemale orbiidile, võime järeldada, et nende ülehüpete puhul tekib kiirgus ja nimelt röntgenikvantide kiirgus. Selle suurust saab määrata, toetudes Bohri III postulaadile. Toodud seletusest järeldub, et selliselt tekkinud röntgenikiirgus koosneb üksikutest lainepikkustest ja saadav röntgenispekter — üksikutest joontest, mis moodustavad nn. *K*-seeria. See seeria on kõige lühilainelisem, sest elektronid langevad kaugematelt orbiitidelt tuuma suhtes kõige lähemale kihile.



Joon. 401. K-seeria tekkimine.

Kui katoodkiirte kimbu elektron lööb välja *L*-kihi elektroni, siis asendub see omakorda kaugematest kihtidest (*M*-, *N*- jne.) pärinevaga. Tekib nn. *L*-seeria, mis *K*-seeriaga võrreldes on pikemalainelisem ja väiksema läbitungivusega — seega pehmem.

Röntgeniseeriate kalkus sõltub antikatoodi ainest (elemendist). See on tingitud järgmisest asjaolust. Elemendi järjekorranumbri suurenedes kasvab ka tuuma laeng. Elektronide tõmbumine tuuma suhtes on tugevam ning vastavalt sellele asuvad elektronkihid tuumale lähemal. Ühtlasi peab olema suurem ka energia, mis on vajalik selleks, et elektroni vastavast kihist välja lüüa. Ümberpöördult aga — vabanenud koha täitmiseks kõrgematest kihtidest ülehüpanud elektronid kiirgavad suuremaid energiakvante, mis vastab röntgenikiirguse sageduse ning ühtlasi ka kalkuse suurenemisele.

243. Luminestsents. Luminestsents on keha kiirguse *ülejääk temperatuursest kiirgusest*, kui tema kestus ületab valguslaine võnkeperioodi. Luminestsentsi kohta ei kehti Kirchhoffi seadus.

Luminestsentsi liik sõltub põhjustest, mis teda esile kutsuvad. Näiteks kiirgusprotsessi, mis on seotud keha seesmiste keemiliste muutustega, nimetatakse *kemoluminestsentsiks*. Siia kuuluvad fosfori helendamine aeglase ühinemise puhul hapnikuga, kõduneva puu helendamine jms. Kiirgusenergia vabanemine toimub siin paralleelselt aine keemilise muutumisega ja tema siseenergia kahanemisega.

Helendamist (peamiselt gaasides) võib tekitada ka keskkonna elektrilise mõjutamise teel. Sellest liigist esineb sagedamini nn. *elektroluminestsents*, s. o. gaaside või aurude helendamine neid läbivate elektrilaengute toimel. Elektroluminestsents võib esineda väga mitmekesisel kujul, näiteks gaaside huumhelendusena (geissleri torudes), sädemena jne. Kõigil neil juhtumeil saavad helendava gaasi aatomid ja molekulid kiirguseks vajalikku energiat põrkumisel elektrivälja abil kiirendatud elektronidega või ioonidega.

Võtame üksikasjalisema vaatluse alla luminestsentsi, mille puhul keha kiirgust põhjustab ta valgustamine — nn. *fotoluminestsents*. Sel korral saab luminestseeriv keha kiirgamiseks vajalikku energiat valgustamise teel mõnelt välisallikalt.

244. Fotoluminestsents. Fotoluminestsentsi jälgimiseks on olemas mitu erinevat menetlust. Paljude ainete puhul (fluorestseiin, petrooleum jt.) on nende iseseisev helendamine nähtav ka tavalises difuusses päevavalguses või päikesekiirte teel. Teiste, nõrgemini helendavate ainete puhul kasutatakse kaarleegi valgust, koondades seda uuritavale ainele. Seejuures tekkiva helenduse värvus on luminestsentsi iseloomustavaks tunnuseks ja on iga aine puhul erineva spektraalkoostisega.

On selge, et luminestsentsi esile kutsuv valgus peab luminestseerivas keskkonnas neelduma, kusjuures keskkonna molekulide või aatomite ergutamine (vt. § 232) toimub sel juhul neeldunud valgusenergia arvel. See neeldunud energia vabaneb keskkonnast luminestsentskiirgusena, kuid juba *pikemate lainete näol, võrreldes neeldunud valgusega*. Seda seaduspärasust tuntakse *Stokes'i reegli* nime all.

Stokes'i reegel on kvantideteooria seisukohalt lihtsasti seletatav. Olgu molekulis neeldunud kvandi suurus $h\nu_0$. See ei kulu täielikult molekuli optiliseks ergutamiseks, vaid üks osa sellest, suurusega A, võib muutuda molekulaarkineetiliseks energiaks (neelava keskkonna temperatuur tõuseb). Ülejäänud osa $h\nu_0 - A$ kulub molekuli ergutamiseks. Vastavalt sellele on luminestsents-

kiirguse kvant $h\nu = h\nu_0 - A$ väiksema energiaga ja suurema lainepikkusega kui neeldunud kvant $h\nu_0$.

Katseliselt on seda lihtne näidata, kui paigutada katseklaas fluorestseiinilahusega pidevasse spektrisse. Kogu spektri piirkonnas punasest roheliseni ei teki mingit luminestsentsi. Ainult sinisel alal märkame fluorestseiini *rohelist* luminestsentskiirgust, mis tugevneb eriti spektri violetses osas.

See katse näitab, et luminestsentskiirgus on pikemalainelisem kui teda põhjustav kiirgus.

Vastavalt luminestseerivate ainete käitumisele peale kiiritamise lõppu jaotatakse need *fluorestseerivateks* ja *fosforestseerivateks*.

Kui peale kiiritamise lõppu luminestsents kestab veel edasi sekundeid, minuteid või isegi tunde, siis nimetame nähtust *fosforestsentsiks*.

Selliste omadustega aineid tunti juba XVII sajandil ja neid hakati nimetama fosforestseerivateks aineteks ehk lihtsalt *fosfooorideks*. Veidi hiljem avastatud *element fosfor* sai oma nimetuse just oma helendamise tõttu pimeduses. Tuleb otsekohe tähelepanu juhtida sellele, et *fosfor* ise ei *fosforestseeri*. Fosfori helendamine kuulub kemoluminestsentsi hulka.

Kui luminestsents lõpeb koos keha kiiritamise lõpetamisega (tegelikult väga lühikese ajavahemiku jooksul peale kiiritamist), siis nimetatakse sellist luminestsentsi liiki *fluorestsentsiks*. See nimetus tuleneb mineraali fluoriidi nimest, mille juures sellist omadust ligi 300 aastat tagasi esmakordselt tähele pandi.

Eriti intensiivset luminestsentsi väga paljude ainete puhul kutsuvad esile ultraviolettkiired. Nende kasutamine luminestsentsi tekitamiseks on seda otstarbekam, et nad ise on nähtamatud. Me võime näiteks spektraalkoosseisult suurepäraselt jälgida ning uurida ultraviolettkiirte poolt esile kutsutud uraanklaasi rohelist, eosiini kollast, fluorestseiini rohelist ning paljude teiste ainete luminestsentskiirgusi. Ultraviolettkiirte toimel fluorestseerivad küüned, hambad, naha higistunud kohad, paber, linane riie ja paljud teised orgaanilised ained.

245. Luminestsentsi kasutamine. Juba väga väikesed kogused ainet (10^{-9} g/cm^3) võimaldavad meil fluorestseerivat keskkonda kindlaks teha temale omase helenduse kaudu. Eriti sobiv on luminestsentsi jälgida kontsentratsioonides $10^{-4} - 10^{-7}$ g/cm^3. Niisugune tundlikkus luminestsentsi suhtes osutub väga tähtsaks mitmesuguste praktiliste ülesannete lahendamisel.

Tänapäeval kasutatakse *luminestsentsanalüüsi* väga mitmekesisteks otstarveteks. Nii näiteks fluorestseerib nafta võrdlemisi intensiivselt. Uurides proovipuurimistel väljatulevaid kivimeid, mis kannavad nafta jälgi, on võimalik otsustada, kui kaugel ollakse naftakihtidest, ja isegi teha järeldusi selle nafta kvaliteedi üle.

Luminestsentsanalüüsi meetoditega eraldatakse üksteisest üksikuid klaasisorte. See on ühtlasi lihtsaimaks meetodiks võltsitud kalliskivide kindlakstegemisel.

Tekstiilitööstuses kasutatakse luminestsentsanalüüsi riidel olevate silmale nähtamatute õlilaikude avastamiseks.

Fotograafias sensibiliseeritakse fotoplaate lühilainelise ultravioletkiirguse suhtes. Ultravioletkiirgus lainepikkusega alla 230 mμ neeldub fotoplaadi emulsiooni pindkihis ega suuda avaldada küllaldast mõju broomhõbedasse, et põhjustada plaadi tumenemist. Sellest raskusest ülesaamiseks kaetakse plaat õhukese õlikihiga. Pealelangev ultravioletkiirgus kutsub esile õlikihi fluorestsentsi, mille pikemalaineline kiirgus (Stokes'i reegel) mõjutab plaadi valgustundlikku kihti juba küllaldasel määral.

Väga suurt abi osutab luminestsentsanalüüs kriminalistikas, mitmesuguste kuritegude avastamisel.

Viimasel ajal on tehtud katseid luminestsentsanalüüsi rakendada ka kvantitatiivsetel uurimistel.

Intensiivselt fluorestseerivaid aineid nimetatakse luminofooride ks. NSV Liidu Teaduste Akadeemia eelmise presidendi S. J. Vavilovi ja tema koolkonna poolt on välja töötatud nn. päevavalguselambid, milles luminofoorid leiavad kasutamist ruumide valgustamiseks. Päevavalguselamp on elavhõbeda auruga täidetud klaasist toru, mille sisesein on kaetud mitmesuguste luminofooride segu kihiga. Läbi klaasi on torru viidud elektroodid. Voolu lülimisel tekib elavhõbeda auru huumkiirgus, mis sisaldab suurel määral ultravioletkiiri. Luminofoorid hakkavad ultravioletkiirte toimel intensiivselt fluorestseerima. Kui seejuures valmistada mitmesuguste luminofooride segu vastavas vahekorras, siis saadava kiirguse spektraalkoosseis peaaegu ühtib hajunud päevavalguse spektraalkoosseisuga. Ruumide valgustamine päevavalguselampidega osutub meie nägemisele kõige sobivamaks. Tööstustes, kus ruumide valgustamine viidi üle päevavalguselampidele, tõusis tunduvalt öövahetuses tehtava töö produktiivsus. Laialdaselt kasutatakse luminofoore veel televiisorite ekraanide valmistamisel.

Aleksander Grigorjevitš Stoletov (1839—1896) sündis Vladimiri linnas, lõpetas 1860. a. Moskva Ülikooli füüsika-matemaatikateaduskonna ja jäeti ülikooli juurde valmistuma professorikutseks. Alates 1866. a. kuni surmani töötas Moskva Ülikooli professorina.

1872. a. asutas Stoletov Moskva Ülikooli füüsikalaboratooriumi, mis oli ühtlasi esimene ülikooli laboratoorium Venemaal. Kaitses doktoriväitekirja teemal «Pehmeraua magneetuvuse funktsiooni uurimus». Selle töö tulemused panid aluse kaasaja elektrotehnikale.

Stoletov töötas välja täpse meetodi elektrostaatilise ja elektromagnetilise süsteemi ühikute võrdlemiseks, mille põhjal sai määrata elektromagnetiliste protsesside kulgemise kiirust. 1888. a. teostas ammendavaid uurimisi foto- ehk nn. aktinoelektriliste nähtuste alal, kusjuures avastas seaduse, mis kannab praegu tema nime, ja konstrueeris esimese fotoelemendi.

Stoletov oli XIX saj. teise poole silmapaistvamaid füüsikuid-materialiste, andekas pedagoog, eesrindlik teaduse populariseerija ning tuline patrioot.



Aleksander Grigorjevitš Stoletov.

246. Fotoefekt. Mitmekesiste nähtuste seast, mille juures ilmneb valguse toime ainele, võib kahtlemata olulisemaks pidada fotoelektrilist efekti ehk lühendatult fotoefekti.

1887. aastal pani Hertz tähele, et sädemiku kuulikeste kiiritamine ultraviolettkiirtega hõlbustab sädemete tekkimist nende vahel.

Vene õpetlase Stoletovi uurimised 1888. aastal näitasid, et Hertzi katse sisu taandub laengute vabanemisele elektroodidelt valguse toimel. Vabanenud laenguid kiirendatakse elektroodidevahelises väljas, kusjuures nad õhku ioniseerides põhjustavad sädeme tekkimist. Edasi näitas Stoletov, et valguse toimel vabanevad metallidest ainult negatiivsed laengud.

Kui negatiivselt laetud elektromeeter ühendada tsinkplaadiga, siis plaadi kiiritamisel ultraviolettkiirtega hajub laeng õhku ning elektromeeter tühjeneb. Positiivset laengut ei ole võimalik sel teel elektromeetrilt kõrvaldada. Tundliku elektromeetri abil võib näidata, et neutraalse tsinkplaadi ultraviolettkiirtega kiiritamisel

omandab see nõrga positiivse laengu, mis vihjab asjaolule, et see plaat kaotab osa oma negatiivsest laengust. 1899. a. tõestas J. J. Thomson, et fotoefektil vabanevad negatiivsed laengud on elektronid.

Nähtust, kus elektronid kiiritamise toimel ainest välja «rebitakse», nimetatakse väliseks fotoefektiks (eespool kirjeldatud katse tsingiga).

Mõningate mittemetallide korral esineb fotoefekt teisel kujul. Näiteks seleenist plaadikese takistus väheneb tugevasti, kui teda valgustada. Seda seletatakse järgmiselt. Seleenis kui pooljuhis on vähe vabu elektrone, mistõttu ta takistus on suur. Kuid valguse toimel muutuvad seleeni pindkihis olevate aatomite seotud elektronid vabadeks juhtivuselektronideks, mille tagajärjel takistus väheneb. Seda nähtust nimetatakse seesmiseks fotoefektiks.

Stoletov näitas välist fotoefekti uurides, et spektraalkoosseisu poolest samadel valgustingimustel on fotovoolu intensiivsus võrdeline valgustuse intensiivsusega.

Edasi selgitati katsete varal, et väline fotoefekt algab pealelangeva valguse kindla maksimaalse lainepikkuse λ_0 juures, mis iga metalli puhul on erinev. Seda lainepikkust λ_0 (või temale vastavat sagedust ν_0) nimetatakse fotoefekti punaseks piiriks vastava metalli jaoks. Nii näiteks naatriumi punaseks piiriks on $\lambda_0 = 600$ mμ. Punasest piirist lühemad lainepikkused põhjustavad fotoefekti, pikemad aga mitte. Leelismetallide punane piir asub spektri nähtavas piirkonnas, teistel metallidel aga ultravioletses osas. Nii näiteks plaatina punane piir on 196 mμ.

Mis puutub välisel fotoefektil väljuvate elektronide kiirusesse, siis see sõltub metallile langeva valguse sagedusest ν, kuid ei sõltu vähimalgi määral valgustuse intensiivsusest. Sageduse kasvades suureneb ka fotoelektronide väljumiskiirus.

Klassikalise füüsika seisukohalt, mille alusel fotoelektronide väljapaiskumine toimub valguslainete elektromagnetiliste tungide toimel, on see eksperimentaalne tulemus täiesti arusaamatu, sest valgustuse intensiivsuse kasvades suurenevad ka need tungid, ning koos sellega peaks suurenema ka fotoelektronide kiirus.

Einstein näitas 1905. a., et kvantideteooria seisukohast on see nähtus täiesti enesestmõistetav. Valguskvandid, langedes metalli pinnale, võivad põrkuda metalli vabade elektronidega, kusjuures valguskvantide energia $h\nu$ muundub elektronide kineetiliseks energiaks.

Varem selgitati, et vabad elektronid ei välju metallist madalate temperatuuride juures (vt. § 134), sest nende energia on üldiselt väiksem kui väljumisel tehtav töö A. Saades aga valguskvantidelt täiendavat energiat, võib elektronide kineetiline energia ületada

väljumistöö ning elektronid paiskuvad metallist välja. Matemaatiliselt formuleerime seda järgmiselt:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A.$$

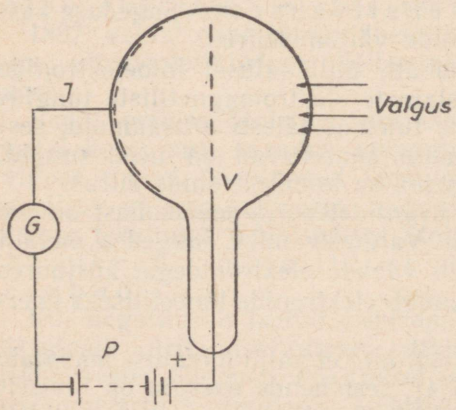
Seega kulub valguskvandi energia osaliselt väljumistööks, osaliselt aga metallist kiirusega v väljuva elektroni kineetiliseks energiaks. Et A on konstantne suurus antud metalli puhul, siis v on seda suurem, mida suurem on valguskvandi energia. Et aga valguskvandi energia on võrdeline sagedusega, siis on ka arusaadav, miks fotoelektronide kiirus kasvab koos pealelangeva valguse sageduse suurenemisega.

Sama sagedusega kvantide puhul ei saa fotoelektronide kiirus sõltuda valgustuse intensiivsusest, kuid see-eest kasvab väljuvate elektronide hulk (Stoletovi seadus).

Sageduse ν kahanedes väheneb ka väljuvate elektronide kiirus v, ning kui me jõuame olukorrani, mil $h\nu = A$, siis $v = 0$. See olukord vastab fotoefekti punasele piirile. On ilmne, et kui valgustada metalli veelgi väiksema sagedusega kvantidega ($h\nu < A$), siis ei saa elektronid metallist enam väljuda. Nii seletub minimaalse sageduse (maksimaalse lainepikkuse) olemasolu fotoefekti esilekutsumisel.

Fotoefekti, nii välist kui ka seesmist, kasutatakse fotorakkude ja fotoelementide ehitamisel. Vaatame välisel fotoefektil põhinevaid fotorakke.

Joonisel 402 on kujutatud leelismetall-fotorakk. See koosneb õhust tühjakspumbatud klaaskuulist, mille sisemine pind on osaliselt kaetud õhukese naatriumikihiga (joonisel punktiiriga tähistatud). Läbi klaasi asetatud juhe J ühendab naatriumikihti patarei P negatiivse poolusega. Kolvi keskkohas on spiraali keeratud traatelektrood V, mis on ühendatud patarei P positiivse poolusega. Kasutatava patarei pinge on 100—200 V.



Joon. 402. Fotorakk.

Niikaua kuni naatriumi pinda ei valgustata, ei näita galvanomeeter G mingit voolu. Naatriumi valgustamisel aga tekib nõrk vool, mis tugevneb valgustuse intensiivsuse kasvades. Selle nn. fotovoolu tekkimine vooluringis seletub järgmiselt. Valguse toimel vabanevad fotoelektronid naatriumi pinnalt ning tungivad positiivselt laetud võrele V. Naatriumist lahkunud elektronid asendatakse patarei P nega-

tiivselt pooluselt läbi galvanomeetri tulevate elektronidega ja me saame kinnise vooluringi.

Et fotovoolu tugevus sõltub valguse intensiivsusest, siis mingi kindla fotorakuga ühendatud galvanomeetri skaalat võib kalibreerida mitte voolutugevuse ühikutes, vaid pinnavalgustuse ühikutes — luksides. Niisugused riistad, nn. luksmeetrid, näitavad oma skaalal pinnavalgustuse suurust uuritavas kohas.

Fotovoolud on väga nõrgad, kuid neid saab võimendada ning ära kasutada mehaaniliseks tegevuseks. Nii on võimalik fotoelementide või fotorakkude abil ehitada seadmeid, mis õhtuti pimenedes lülivad tänavate valgustusvõrku voolu sisse ja hommikuti valgenedes jälle välja. Fotoefekti kasutades on ehitatud tohutu hulk igasuguseid registreerivaid ja loendavaid aparatuure. Telemehaanilistes seadmetes on fotoelemendid ja fotorakud asendamatuteks vahenditeks. Neid kasutatakse ka televiisorites ja helikinos hääle reprodutseermisel filmilt.

XII. TUUMAFÜÜSIKA ALGEID

Radioaktiivsus

247. Radioaktiivsed ained. 1896. aastal märkas prantsuse füüsik H. Becquerel, et uraani ühendid kiirgavad mingisuguseid nähtamatuid kiiri, mis mõjutavad fotoplaati. Ühtlasi näitas Becquerel, et uraani kiirgus põhjustab nii positiivsete kui ka negatiivsete laengute hajumist elektromeetrilt.

Becquereli tööd jätkas tagajärjekalt Maria Sklodowska-Curie, kes tegi kindlaks, et uraani maak — uraniniit — omab tugevamat kiirgamisvõimet kui puhas uraan. Sellest tegi ta õige järelduse, et uraniniidis peab koos uraaniga leiduma veelgi aktiivsemaid aineid. Nende ainete kättesaamise tegi Maria Sklodowska-Curie koos oma abikaasa Pierre Curie'ga oma uurimiste põhiülesandeks.

Läbi töötanud mitu tonni uraniniiti, õnnestus M. Sklodowska-Curie'l 1898. a. juulis keemiliselt eraldada väike kogus väga aktiivset elementi, mida ta oma kodumaa auks nimetas polooniumiks, ja sama aasta detsembris teist aktiivset elementi —raadiumi (lad. k. *radius* — kiir; raadium = kiirgav).

M. Curie pani ette nimetada aineid, mis omavad võimet iseseisvaks kiirgamiseks, radioaktiivseteks aineteks (s.t. kiirgavateks) ja nähtust radioaktiivsuseks.

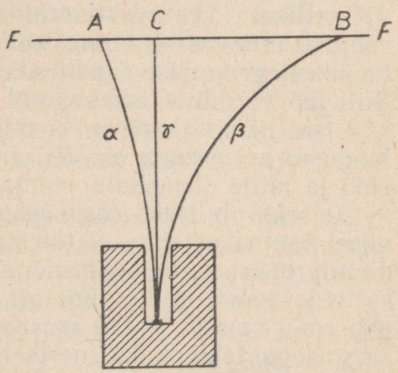
Peatselt selgus, et raadiumis ja üldse radioaktiivsetes ainetes peituvad tohutud energiavarud. Näiteks 1 g raadiumi eraldab tunnis ligi 140 cal soojust. Raadiumi soolad helendavad alatasa nõrgalt (helendus on näha ainult pimedas), kiirates ühtlasi ka mittenähtavaid kiirgusi.

248. Radioaktiivsete ainete kiirgus. Raadiumipreparaadist väljuva kiirguse uurimiseks kasutati järgmist seadist (vt. joon. 403). Paksuseinalise tinakarbi põhjas asub tükike preparaati. Läbi peene ööne väljub kitsas kiirtekimp. Niikaua, kuni magnetiväli puudub, jätab see kiirtekimp endast fotoplaadil *FF* punktis *C* jälje. Kui aga tekitada tugev homogeenne magnetiväli, mille tungjooned oleksid risti joonise tasandiga, leiaksime fotoplaadil juba kolm jälge punktis *A*, *B* ja esialgses asukohas *C*. Järelikult raadiumipreparaadist väljuv kiirgus ei ole homogeenne, vaid koosneb kolmest eri liiki kiirgusest, millele anti nimetused: α-kiirgus, β-kiirgus ja γ-kiirgus.



Maria Sklodowska-Curie.

Selgitame üksikute kiirgusliikide omadusi. α-kiirgus paindub nii magneti- kui ka elektriväljas kõrvale. Seejuures vastab nende kõrvalekaldumine positiivsete laengukandjate kõrvalekaldumisele. Üksikasjalised uurimised kinnitasid, et α-kiirgus kujutab endast heeliumiaatomite tuumade ehk α-osakeste voolu. α-kiirguse läbitungimisvõime keskkondadest on väga väike. Juba 60 μ paksune alumiiniumplekk või paberileht neelab selle kiirguse täielikult. Olenevalt sellest, millisest radioaktiivsest ainest α-kiirgus välja on paiskunud, suudavad α-osakesed õhust normaaltingimustel 2,5 kuni 9 cm kaugusele läbi tungida. Seda kaugust nimetatakse vastava aine α-kiirguse ulatuseks. Oma teekonnal läbi õhu ioniseerivad nad suure hulga õhu koosseisu kuuluvate gaaside molekule, tekitades sel viisil oma teel palju ioone. Nii näiteks raadiumist väljapaiskunud α-osake oma 3,3 cm pikkusel teel tekitab 137 000 paari ioone. α-osakeste liikumise algkiirus ulatub 15 000 kilomeetrini sekundis.



Joon. 403. Raadiumipreparaadi kiirgus magnetiväljas.

β-kiirgus kaldub magneti-

ja elektriväljas tunduvalt rohkem kõrvale kui α-kiirgus. Pealegi toimub nende kõrvalekaldumine α-kiirguse suhtes vastaspoolele. See asjaolu viitab tõsiasjale, et β-kiirguse moodustavad negatiivsete laengute kandjad. Tõepoolest selguski, et β-kiirgus kujutab endast elektronide voolu. Seega vastab β-kiirgus kvalitatiivselt katoodkiirtele. Ta on palju suurema läbitungimisvõimega kui α-kiirgus. Enamikul juhtudest on β-kiirguse täielikuks neeldumiseks vaja umbes 5 mm paksust alumiiniumplaati või 1-mm-list tinaplekki. β-osakeste kiirus on väga suur ning on paljudel juhtudel lähedane valguse kiirusele (kuni 99% valguse kiirusest). Õhus levivad nad kuni mõne meetri kaugusele, kuid nende ioniseerimisvõime on ligi 100 korda väiksem kui α-kiirgusel.

Kiirguse ioniseerimisvõime all mõistetakse ioonipaaride arvu, mida antud kiirgus 1 cm pikkusel teel õhus tekitab.

γ-kiirgus ei ole elektri- ega magnetivälja abil kallutatav, millest saab järeldada, et ta kujutab endast elektromagnetilist lainetust. Täpsemad uurimised näitasid, et γ-kiirgus on väga väikese lainepikkusega elektromagnetiline lainetus. Selle kiirguse lainepikkus on isegi röntgenikiirguse omast tuhandeid kordi väiksem. Vastavalt sellele on γ-kiirguse läbitungimisvõime õige suur. 1,5 cm paksuses tinakihis kahaneb kalgima γ-kiirguse intensiivsus poolele oma esialgsest suurusest, kusjuures intensiivsus kahaneb meile tuntud eksponentsiaalseaduse kohaselt $I = I_0 e^{-\mu d}$ (vt. § 215). Ioniseerimisvõime õhus on 10 000 korda väiksem kui α-kiirgusel (100 korda väiksem kui β-kiirgusel).

249. Raadiumi lagunemine. Raadiumi avastamisega kerkis teadlaste ette terve rida raskeid probleeme. Näiteks ei osatud esialgu selgusele jõuda, mis on radioaktiivsete ainete kiirguste energiaallikaks.

Seda küsimust püüdsid teadlased algul lahendada sissejuurdunud viisil: taheti tingimata leida radioaktiivsete ainete energia välisallikat. Teatavasti eraldab 1 g raadiumi tunnis 140 kalorit soojust, mis vastab võimsusele ca $^1/_6$ W. Järelikult ühe minuti kestel ühest grammist raadiumist eralduv energiahulk on ~ 1 kGm. See töö võrdub täiskasvanud inimese 10 südamelöögi tööga. Ja kõik see näis vabanevat ei millegi arvel. Näis, nagu eksisteeriks looduses *perpetuum mobile*, mida inimesed ei osanud konstrueerida ja mille olemasolu võimalustki eitati.

Teiseks oluliseks raskuseks radioaktiivsuse nähtuste tõlgendamisel osutus asjaolu, et täiesti kinnises nõus, kuhu paigutati raadiumipreparaat, tekkisid mõne aja pärast heelium ja mingi radioaktiivne gaas, mida nimetati raadiumiemanatsiooniks ehk radooniks. Oli arusaamatu, kuidas seoses metall raadiumi kiirgusega tekib kaks inertset gaasi.

Vastuse mõlemale küsimusele andsid Rutherford ja Soddy 1903. aastal, mil nad esinesid tolle aja jaoks erakordselt julge, kuid sisuliselt õige oletusega, et raadium on mittepüsiv ele-

ment ja radioaktiivsus on keemiliste elementide spontaanne muundumine teisteks elementideks. Nende arvates pidi see protsess raadiumi puhul toimuma väga aeglaselt, sest isegi aasta jooksul ei olnud võimalik fikseerida märkimisväärset muutust vaatlusaluse raadiumihulga olekus. Radioaktiivsuse energia vabaneb aga seoses nende transformatsioonidega.

Õige peatselt sai teadlastele selgeks, et radioaktiivsuse nähtuste käiku ei olnud võimalik mõjutada mingisuguste tol ajal tuntud abinõudega. Radioaktiivseid aineid jahutati vedela õhu temperatuurini, kuumendati kaarleegis, mõjutati eriti võimsate magneti- ja elektriväljadega, suruti kokku tuhandetesse atmosfääridesse ulatuvate rõhkudeni, kuid kõik oli asjata — radioaktiivsete ainete kiirguse intensiivsus ei muutunud. Ka radioaktiivsete elementide ühendamine teiste ainetega keemilisteks ühenditeks ei olnud võimeline elemendi radioaktiivsust pidurdama, kiirustama ega kuidagi teisiti muutma. Hiljem viis see teadlased kindlale veendumusele, et radioaktiivsuse nähtused ei kuulu aatomi elektronkatte valdkonda, vaid nende põhjused peituvad kusagil sügavamal aatomi sisemuses — tema tuumas.

250. Radioaktiivsete ainete lagunemine. Rutherfordi ja Soddy hüpoteesi kohaselt on radioaktiivsete ainete aatomid ebapüsivad, kusjuures aja jooksul üks või teine nendest spontaanselt laguneb, eraldades seejuures vastavalt ainele kas α- või β-osakese. Antud radioaktiivse elemendi lagunemisel tekivad uue elemendi aatomid, moodustades aineid teistsuguste füüsikaliste ja keemiliste omadustega. Uue, tekkinud elemendi aatomid võivad omakorda osutuda ebapüsivaiks ning lagunedes muunduda uueks elemendiks, mis võib omakorda laguneda jne.

Nii näiteks raadiumi aatom laguneb, paisates välja α-osakese; selle aatomi jääk on juba keemiliselt inertse gaasi — radooni aatom. Ka radooni aatomid paiskavad lagunemisel välja α-osakesi ning muutuvad ise RaA (raadium A) aatomiteks. Need omakorda, heites välja α-osakesi, muutuvad RaB aatomiteks. RaB aatomitest eralduvad juba β-osakesed, mille tagajärjel RaB muutub RaC-ks jne. Nii tekib terve ahel järkjärgulisi radioaktiivsete ainete transformatsioone. See rida jätkub, kuni viimase transformatsiooni tulemusena saadakse stabiilne aine, milleks osutub tina (nn. raadiumtina).

Aega, mille jooksul pool vaadeldava radioaktiivse aine aatomitest laguneb, s. t. antud radioaktiivse aine mass kahaneb poolele oma esialgsest suurusest, nimetatakse selle aine poolestusajaks. Radioaktiivsete ainete poolestusajad on väga erinevad. Näiteks uraani poolestusaeg on ca 4,5 miljardit aastat, raadiumi poolestusaeg — 1622 aastat, radoonil — 3,83 päeva jne. Nii näeme, et näiteks 1 grammist raadiumist on 1622 aasta pärast järele jäänud ainult $\frac{1}{2}$ grammi, veel 1622 aasta pärast

$\frac{1}{4}$ g jne. 32 000 aasta möödudes (ca 20-kordne poolestusaja kestus) jääb 1 g raadiumist üle veel $\left(\frac{1}{2}\right)^{20} \approx 0{,}001$ mg raadiumi.

Arvesse võttes, et raadiumi poolestusaeg on kõigest 1622 aastat ja juba 32 000 aasta jooksul oleks ta pidanud praktiliselt kadunud olema, tekib paratamatult küsimus, kuidas on raadium meie ajani «säilinud», kui Maakera vanust arvestatakse ca 5 miljardile aastale. On selge, et raadiumi ennast peab mingist teisest radioaktiivsest ainest alatasa juurde tekkima. Nii see ka on. Raadium on ainult üks vahepealne element terves suures radioaktiivsete elementide peres, mille lähteaineks on uraan. Seda radioaktiivsete ainete peret nimetatakse uraani-raadiumi reaks. Tabelis nr. 12 on esitatud uraani-raadiumi rida koos rea liikmetele vastavate mõningate andmetega.

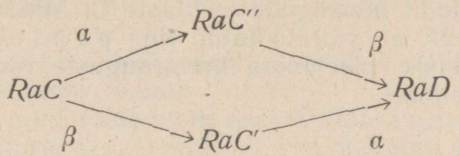
Tabel 12

Uraani-raadiumi rida

Element	Järjekorranumber	Ligikaudne aatommass	Lagunemise liik	Poolestusaeg
Uraan I (*UI*)	92	238	α	$4{,}5 \cdot 10^9$ a.
Uraan X_1 (UX_1)	90	234	β	24,1 p.
Uraan X_2 (UX_2)	91	234	$\beta; \gamma$	1,22 min
Uraan II (*U* II)	92	234	α	$2{,}5 \cdot 10^5$ a.
Ioonium (*Io*)	90	230	α	$8 \cdot 10^4$ a.
Raadium (*Ra*)	88	226	α	1622 a.
Radoon (*Rn*)	86	222	α	3,83 p.
Raadium *A* (*Ra A*)	84	218	α	3,05 min
Raadium *B* (*Ra B*)	82	214	β	26,8 min
Raadium *C* (*Ra C*)	83	214	$\alpha; \beta$	19,7 min
Raadium *C'* (*Ra C'*)	84	214	α	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$ s
Raadium *C''* (*Ra C''*)	81	210	$\beta; \gamma$	1,32 min
Raadium *D* (*Ra D*)	82	210	β	22 a.
Raadium *E* (*Ra E*)	83	210	β	5 p.
Raadium *F* (*Ra F*) (poloonium)	84	210	α	138 p.
Raadium *G* (*Ra G*) (seatina)	82	206	stabiilne	

Jälgides lagunemise liike ning võrreldes lagunenud radioaktiivse elemendi aatommassi ning järjekorranumbrit temast tekkinud elemendi vastavate andmetega, leiame, et α-lagunemisel tekkinud elemendi järjekorranumber on 2 võrra ja aatommass 4 võrra väiksem kui tema emaainel; β-lagunemisel tekkinud elemendi järjekorranumber on 1 võrra suurem kui tema emaainel, kusjuures aatommass ei muutu. Radioaktiivne lagunemine toimub nii, et ühest elemendist tekib lagune-

mise tulemusena üksainus järgmine element. Erandi moodustab ainult RaC, mille lagunemine kulgeb kaht teed mööda: 99,96% RaC aatomitest muutuvad β-lagunemise kaudu RaC′ aatomiteks, 0,04% aga α-lagunemise kaudu RaC″ aatomiteks. Järgnevalt muundub RaC′ RaD-ks α-lagunemise, RaC″ samuti RaD-ks, kuid β-lagunemise teel. Skemaatiliselt võib seda lagunemise käiku kujutada allesitatud skeemina:



Peale uraani-raadiumi rea on olemas veel kolm radioaktiivsete ainete rida, nimelt tooriumi rida, aktiiniumi rida ja neptuuniumi rida, millest kahe esimese lähteaineks on vastavalt toorium (poolestusaeg 14 miljardit aastat) ja aktinouraan[1] (poolestusaeg 850 miljonit aastat).

Radioaktiivsete ainete reale omistatakse selle elemendi nimetus, millel on selles reas kõige pikem poolestusaeg. Kahes esimeses ülalnimetatud reas kõige pikema poolestusajaga on just lähteelemendid (toorium ja aktinouraan), kuid kolmandas reas, kus lähteelemendiks on üks plutooniumi isotoopidest, on kõige pikema poolestusajaga sellesse ritta kuuluv element neptuunium (poolestusaeg 2,2 miljonit aastat), mille järgi rida sai ka oma nimetuse.

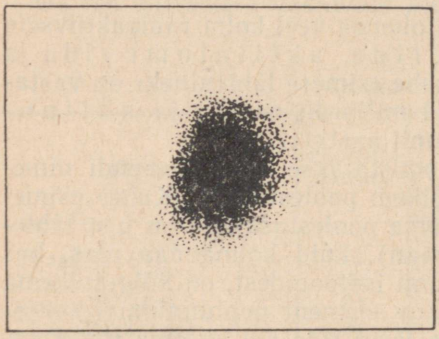
Peale neisse ridadesse kuuluvate ainete on radioaktiivsus kindlaks tehtud kaaliumi ühe isotoobi (vt. § 261) puhul. Sel isotoobil (poolestusajaga 1,3 miljardit aastat) esineb väga omapärane radioaktiivsuse vorm, mille puhul üks elektron *K*-kihist tõmbub tuumasse, mistõttu viimase laeng kahaneb 1 võrra ja kaaliumist tekib argoon. Sellega seletub argooni suhteliselt suur sisalduvus atmosfääris (ca 1%), võrreldes teiste inertsete gaasidega. Sellist radioaktiivsuse vormi nimetatakse *K*-haardeks. Mõnel juhul on tähele pandud elektroni tõmbumist ka *L*-kihist tuumasse — nn. *L*-haaret.

Ka rubiidium, samaarium ja vismut osutusid nõrgalt radioaktiivseteks. Rubiidium on β-aktiivne aine poolestusajaga $6{,}2 \cdot 10^{10}$ aastat, samaarium ja vismut aga α-aktiivsed ained poolestusaegadega vastavalt $1{,}0 \cdot 10^{11}$ ja $2{,}7 \cdot 10^{17}$ aastat.

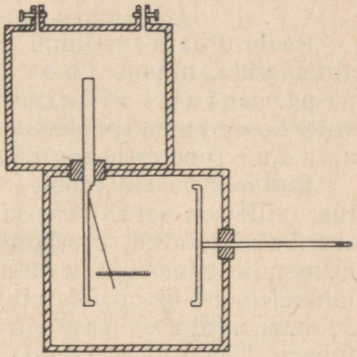
251. Radioaktiivsuse mõõtmise meetodid. Radioaktiivsuse uurimisel oli esimeseks menetluseks fotograafiline meetod, mille abil Becquerel avastaski uraani radioaktiivsuse. Analoogiliselt valguskiirtele on radioaktiivsete ainete kiirgused võimelised purustama fotoemulsioonis peituvaid broomhõbeda molekule, eraldades neist puhta hõbeda aatomeid. Peale ilmutamist ja

[1] Aktinouraan on uraani isotoop U_{92}^{235}.

kinnitamist osutuvad kiiritatud kohad mustadeks. Plaadi tumenemise kiiruse ning tumenemise astme järgi on võimalik otsustada kiirguse intensiivsuse üle. Praktiliselt võib plaadi kiiritamine kesta mõnest minutist alates kuni mitme nädalani, vastavalt radioaktiivse aine kontsentratsioonile uuritavas kehas. On selge, et fotograafiline meetod sellisel kujul on ebamäärane ning kasutatav vaid kvalitatiivsete uuringute puhul. Tänapäeval kasutatakse fotograafilist meetodit nõukogude õpetlaste L. Mõssovski ja A. Ždanovi poolt 1927. a. väljatöötatud nn. *paksuemulsiooniliste plaatide* meetodina mitmesuguste tuumafüüsika ülesannete lahendamisel.



Joon. 404. Maagis oleva radioaktiivse aine mõju fotoplaadile.



Joon. 405. Radioaktiivsuse mõõtmisel kasutatav Schmidti elektromeeter.

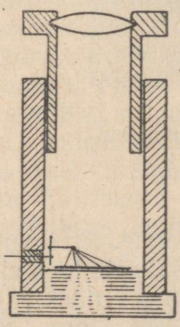
Järgnevalt vaatleme *elektromeetrilist meetodit*, mille võttis kasutusele juba H. Becquerel ning mis radioaktiivsuse uurimisel on tänini püsinud olulisima ning seejuures lihtsaima menetlusena. Õhku läbides põrkuvad α-osakesed kokku õhu koosseisu kuuluvate gaaside molekulidega ja ioniseerivad neid. On teada, et raadiumi α-osake tekitab oma teel 137 000 positiivset ja niisama palju negatiivseid ioone. Nii tekivad õhus üsna tunduvad elektrilaengud. Kui vähimgi hulk radioaktiivset ainet paigutada laetud elektromeetri kambrisse, siis elektromeetri varda laengu suhtes isenimelised ioonid suunduvad vardale ning kahandavad elektromeetri laengut, mille tagajärjel elektromeetri leheke langeb. Lehekese langemiskiiruse kaudu on võimalik otsustada uuritava preparaadi aktiivsuse üle.

Üks menetlustest, mida tänapäeval tuumafüüsika-alastel uurimistel sageli rakendatakse ja mis omal ajal radioaktiivsuse nähtuste selgitamisel mängis erakordselt tähtsat osa, on Crookes'i poolt 1903. a. avastatud *stsintsillatsioonide meetod* (lad. k. *scintilla* — säde). Mõningatel mineraalidel, eriti tsinksul-

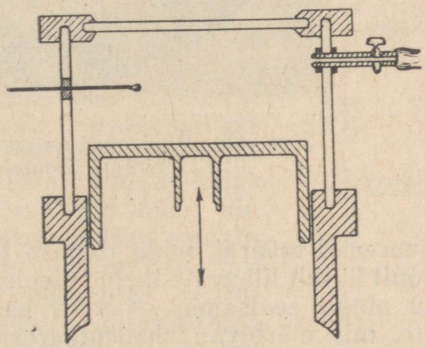
fiidil on omadus anda pisikest valgusevälgatust kohal, kus ta pinnale langeb α-osake või prooton (tsinksulfiidi molekulide ergutamine α-osakese või prootoni kineetilise energia arvel). α-osakesed põhjustavad tunduvalt heledamaid välgatusi kui prootonid. See võimaldab kindlaks teha, milliste osakestega on meil tegemist. Parimate vaatlustingimuste loomiseks paigutatakse tsinksulfiidi kiht väikese kinnise silindri põhja, uuritav preparaat aga silindri sees oleva peenikese nõela tippu, tsinksulfiidi pinna lähedusse. Vastavat seadist nimetatakse *stsintsilloskoobiks* ehk *spintariskoobiks*. Välgatusi jälgitakse silindri ülemisse põhja kinnitatud luubi kaudu.

Selle meetodi abil tehti omal ajal kindlaks raadiumist väljapaiskuvate α-osakeste arv. Osutus, et 1 g raadiumi paiskab sekundis välja 37 miljardit α-osakest (1 g raadiumi sisaldab $26{,}6 \cdot 10^{20}$ aatomit). Sama menetluse kaudu jõuti kindlale veendumusele, et aatomi südamik — tuum — on väga väikeste mõõtmetega (mitte üle 10^{-12} cm) positiivselt laetud ainekübemeke, mille ümber liiguvad elektronid. Ka prootonite avastamine teostus stsintsillatsioonide meetodiga.

Kaasajal kasutatakse nn. stsintsillatsioonloendajaid radioaktiivsete preparaatide aktiivsuse kvantitatiivseks määramiseks.



Joon. 406.
Spintariskoop.



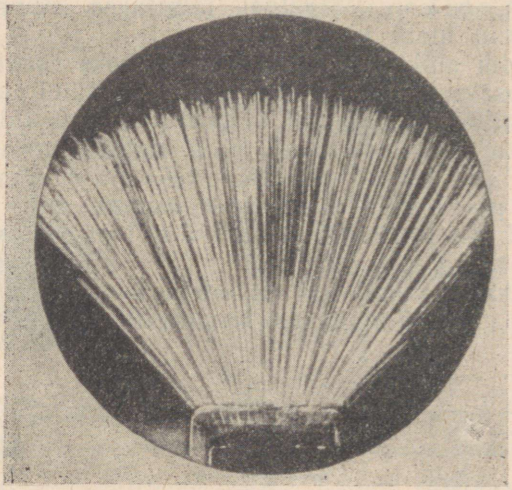
Joon. 407. Wilsoni kamber.

Inglise füüsik Ch. T. R. Wilson konstrueeris 1912. a. seadise, mis võimaldab jälgida elementaarosakeste trajektoore õhus. See riist, mida tuntakse *Wilsoni kambri* nime all, on kaasaegse tuumafüüsika põhilisi uurimisvahendeid. Ta võimaldab jälgida α-osakeste, prootonite, elektronide ja ka tuumakildude käitumist peaaegu kogu nende lennutee ulatuses.

Wilsoni kamber koosneb metallsilindrist, mille pealmise põhja moodustab läbipaistev, tavaliselt klaasist ketas, alumiseks põhjaks on aga liikuv kolb (joon. 407). Nii tekkinud kambrisse ulatub nõel

radioaktiivse preparaadiga. Kolviga eraldatud ruumis normaalrõhu juures olev õhk või mingi teine gaas küllastatakse veeauruga. Kui kolbi järsult väljapoole nihutada, siis kambris olev gaas paisub adiabaatselt ning seoses sellega langeb ka tema temperatuur, kusjuures veeaur satub ülekküllastatud olekusse.

Läbigu õhu hõrendamise hetkel kambrit mingi kiire elementaarosake, mille teel tekib suurel hulgal ioone. Tekkinud ioonide ümber kondenseerub üleküllastunud veeaur peenikeste udupiisakestena, ja



Joon. 408. Udujooned α-osakeste läbiminekul Wilsoni kambrist.

seda suuremal määral, mida rohkem tekkis ioone. Et ioonid tekivad ainult kiirelt liikuvate laetud elementaarosakeste teel, siis tekib ka udu ainult sealsamas. Kambri valgustamisel näeme õhukesi uduniite, mis märgivad elementaarosakeste teid (joon. 408). Et aga α-osakesed tekitavad oma teel palju enam ioone kui näiteks prootonid ja viimased omakorda rohkem kui β-osakesed, siis on α-osakese jälg jämedam, rasvasem kui prootoni jälg ja see omakorda jämedam kui β-osakese jälg. Nii näeme, et Wilsoni kamber võimaldab mitte ainult jälgida elementaarosakeste teid, vaid ka otsustada, millise elementaarosakestega on tegemist.

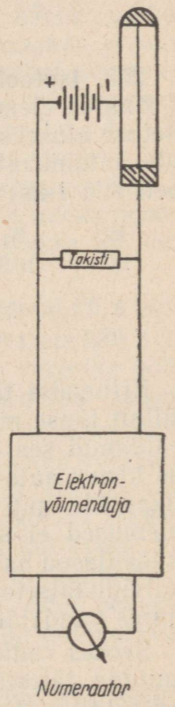
Nõukogude õpetlane D. V. Skobeltsõn paigutas Wilsoni kambri tugevasse magnetivälja. Seal muutus laetud elementaarosakeste tee kõverjooneliseks, kusjuures positiivsete osakeste tee kooldus ühele poole, negatiivsete osakeste tee aga teisele poole. See võte võimaldas positiivseid osakesi eraldada negatiivsetest ja määrata nende liikumiskiirusi.

On selge, et udujooned Wilsoni kambris püsivad moonutamata

kujul lühikest aega (ca 0,2 s), mille jooksul pole silma järgi võimalik kõiki vajalikke asjaolusid hinnata. Pealegi ei teki meie vaateväljas paar-kolm udujoont, vaid mitukümmend kuni mitu tuhat korraga. Seetõttu ühendatakse Wilsoni kamber fotoaparaadiga, mille valgustusseadis on sünkroniseeritud kolvi liikumisega. Hetkel, mil ilmuvad uduniidid, avaneb fotoläätS ning saadakse uduniitide ülesvõte, mida hiljem üksikasjaliselt uuritakse. Kasutatakse ka stereofotosid, mis võimaldavad saadud ülesvõtete põhjal uurida elementaarosakeste trajektoore ruumis.

Rutherford ja Geiger töötasid välja α-osakeste nn. *elektrilise loendamise meetodi*, mida hiljem täiustati Mülleri jt. poolt. Sel meetodil töötavad seadmed, nn. *gaaslahendusloendajad* on tänapäeval tähtsamateks elementaarosakeste registreerimise vahenditeks. Gaaslahendusloendajad võivad olla kohandatud α-osakeste, β-osakeste, γ-kvantide või ka neutronite registreerimiseks.

Loendaja kujutab endast metall- või klaastorukest, mille otsad on isoleerivast materjalist valmistatud korkide abil õhukindlalt suletud. Toru mõõtmed, seinte materjal ja paksus ning õhuhõrenduse määr temas valitakse olenevalt sellest, milliseid osakesi kavatsetakse loendada. Täpselt toru ööne telgjoont mööda on asetatud peenike metalltraat, mille üks ots lõpeb isolatsiooni sees, teine ots aga ühendatakse läbi takisti kõrgepingelise alalisvoolu allika positiivse poolusega. Toru sein ühendatakse negatiivse poolusega. Kui mingi elementaarosake, näiteks elektron, tungib läbi toru seina, siis tekitab ta oma teel tõukeionisatsiooni kaudu hulga elektrone ja ioone. Elektronid tõmbuvad niidile, positiivsed ioonid paiskuvad toru seinale. See kutsub esile lühiajalise vooluimpulsi, mis võimendatakse võimendaja abil ning registreeritakse kas elektromeetri, valjuhääldaja või erilise mehaanilise numeraatori abil. Mehaaniline numeraator loendab automaatselt iga üksikut toru läbinud elementaarosakest ja meie ei tarvitse teha muud, kui märkida numeraatori osutite alg- ja lõppseisu.



Joon. 409. Elementaarosakeste loendaja.

252. Radioaktiivsete ainete kasutamine. Radioaktiivsete ainete kõiki kiirgusi, peamiselt küll γ-kiirgust, kasutatakse ravi otstarbel. α-kiirguse läbitungimisvõime ainetest on väga väike, seetõttu on tema kasutamine raviks ka väga piiratud ning seda teostatakse peamiselt radooni α-kiirguse abil. Radooni kui gaasilist ainet on hõlpus kehasse viia temaga rikastatud õhu sissehingamise või vee joomise

teel. Ka kümblused radooniga rikastatud vees või mudas annavad häid tagajärgi.

β-kiirgust kasutatakse mõningate nahahaiguste ravimisel.

Läbitungivat γ-kiirgust kasutatakse vähktõve vastu. Raadiumravi pole rakendatav kõikide vähiliikide puhul (maovähi korral). See-eest annab ta naha-, huule- ja emakakaelavähi ravimisel päris häid tulemusi. Kaasajal β- ja γ-ravil looduslikke radioaktiivseid aineid enam ei kasutata nende kõrge hinna tõttu; kasutusel on kunstlikud radioaktiivsed isotoobid.

Omapäraselt huvitava rakenduse leidis uraan maakera vanuse määramisel nn. «uraanikella» näol. Teame, et uraani-raadiumi rea lõpp-produktiks on tina. Tõepoolest leidub uraanimaakides alati tina. Et meil on täpselt teada, kui palju tekib antud uraanihulgast aastas tina, siis uraani ja tina vahekorda vanimates kivimites uurides on võimalik otsustada nende kivimite vanuse üle. Selgub, et Maakera vanust võib hinnata ca 5 miljardile aastale. Enam-vähem samale tulemusele on jõutud ka teiste menetluste varal.

Tuuma struktuur

253. Isotoobid. 1815. a. avaldas inglise arst Prout arvamust, et kõikide elementide aatomid koosnevad vesinikuaatomeist. Selle oletuse aluseks oli tõsiasi, et rõhuv enamik tol ajal tuntud elementide aatomkaaludest avaldus täisarvudena (vesiniku aatomkaalu loeti siis 1-ks):

H;	B;	C;	N;	O;	Na;	P;	S;
1,0	10,9	12,0	14,0	16,0	23,0	31,0	32,0

K:	Ca;	Cr;	Mn;	Co;	Mo;	Ag;	
39,0	40,0	52,0	54,9	58,9	96,0	107,9	jne.

Erinemist täisarvudest seletas Prout aatomkaalude veel mitte küllalt täpse määramisega. Kuid mõnede elementide puhul ei võimaldanud see «ebatäpsus» asjast nii lihtsalt üle minna. Nii osutus kloori aatomkaaluks 35,4, niklil — 58,6, telluuril — 127,5 jne. Pikapeale õpiti aatomkaalu määrama juba sajandiku täpsusega ja tulemused ei soodustanud Prouti hüpoteesi. See langes kõrvale ja teadlased hakkasid aatomeid ette kujutama iga aine puhul täiesti individuaalsetena, mitte koosnevatena mingist põhiainest. Seejuures vaadeldi sama aine aatomeid täiesti ühesugustena.

Seoses radioaktiivsuse avastamisega tuli aga õpetlastel kokku puutuda täiesti omapärase olukorraga. Selgus, et äsjaavastatud radioaktiivsed ained mahtusid osaliselt Mendelejevi perioodilisuse süsteemi tabelis seni vabadena püsinud ruutudesse (raadium, aktiinium, radoon), suuremalt jaolt aga paigutusid nad oma omadustele vastavalt juba täidetud ruutudesse. Nii näiteks, vaadeldes

uraani-raadiumi ritta kuuluvaid elemente (tabel nr. 12), märkame, et järjekorranumbriga 84 on tervelt 3 elementi — RaA, RaC′ ja poloonium. 82. kohale, kus oli juba ees looduses leiduv seatina aatommassiga 207,21, sattusid ka RaG — aatommassiga 206, ThD — aatommassiga 208 ja AcD — aatommassiga 207. Et kõik viimati loetletud elemendid kujutavad endast kõigi omaduste poolest seatina, siis tuli paratamatult leppida sellega, et ühes ruudus võib asetseda erinevate aatommassidega elemente, mis sisuliselt kujutavad endast ühe ja sama elemendi eri variante. Et selliste ainete aatomite järjekorranumber, s. t. koht Mendelejevi perioodilisuse süsteemis on üks ja seesama, siis hakati neid aineid nimetama isotoopideks (kr. k. *isos topos* — sama koht). Niisiis nimetatakse isotoopideks sama elemendi erinevate aatommassidega aatomite liike.

Seoses radioaktiivsete elementide isotoopide olemasoluga tekkis sama küsimus ka stabiilsete elementide kohta. Esmakordselt õnnestus J. J. Thomsonil 1913. aastal näidata, et element neoon, mille aatomkaal on 20,183, kujutab endast kaht liiki aatomite segu, mille aatomkaalud on peaaegu täpselt täisarvulised, nimelt 20 ja 22 (hiljem avastati vähesel määral sisalduv isotoop aatomkaaluga 21). Nii selgus, et ka stabiilse elemendi kõik aatomid ei ole täpselt ühesugused, vaid on olemas «raskemaid» ja «kergemaid» aatomeid. Mingisugust keemilist erinevust isotoopide aatomite vahel ei ole, seetõttu ei saa antud elemendi isotoope teineteisest keemiliselt eraldada. Et vahet teha, millisest isotoobist on juttu, märgitakse vastava keemilise sümboli juurde vaadeldava isotoobi järjekorranumber ja massiarv (täisarvuni ümardatud aatommass). Nii tuleks neooni isotoobid märkida Ne_{10}^{20}; Ne_{10}^{21} ja Ne_{10}^{22}. Kasutatakse ka teisi tähistusviise.

Erilist huvi pakub 1932. a. avastatud vesiniku isotoop H_1^2, mida nimetati raskeks vesinikuks ehk deuteeriumiks (D). Deuteeriumi aatomkaal on peaaegu 2 korda suurem vesiniku põhiisotoobi — prootiumi (H_1^1) aatomkaalust. Niivõrd suur aatomkaalude suhteline erinevus põhjustab paratamatult ka märgatava vahe deuteeriumi füüsikalistes ja keemilistes omadustes võrreldes prootiumiga. Puhas vesi kujutab endast tegelikult «kerge vee» H_2O ja raske vee D_2O (õieti HDO) segu vahekorras 99,98% ja 0,02%. Elektrolüüsil laguneb kerge vesi kiiremini kui raske. See asjaolu võimaldab rasket vett eraldada kergest. Mitme tonni tavalise vee elektrolüüsimisel saadakse jäägina mõni cm^3 peaaegu puhast rasket vett. Selgus, et raske vee omadused on märgatavalt erinevad kerge vee omadustest (vt. tabel 13).

Ka bioloogiline toime on raskel veel teistsugune kui kergel; väikesed organismid hukkuvad raskes vees kiiresti. Käesoleval ajal leiab raske vesi ulatuslikku rakendamist aatomreaktorites neutronite aeglustajana.

Tabel 13

Kerge ja raske vee mõningad füüsikalised omadused

Omadus	H_2O	D_2O
Tihedus (20° C)	0,9982	1,1056
Suurim tihedus	4° C puhul	11,6° C puhul
Sulamistäpp	0° C	+3,82° C
Keemistäpp	100° C	101,42° C
Viskoossus (18°)	$1{,}05 \cdot 10^{-2}$ puaasi	$1{,}3 \cdot 10^{-2}$ puaasi
Pindpinevuse koefitsient	72,8 düün/cm	67,7 düün/cm

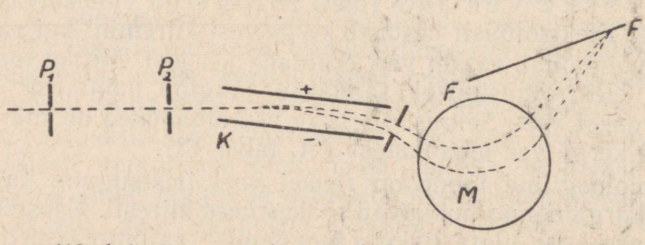
Uurimised on näidanud, et rõhuv enamik elemente kujutab endast isotoopide segusid. Mõnel elemendil on võrdlemisi palju isotoope, näiteks on inglistinal 10 stabiilset isotoopi, ksenonil — 9 jne.

Nii saab meile arusaadavaks elementide aatomkaalude murdarvulisus, sest kui isotoopide aatomkaalud ise on peaaegu täisarvulised, siis nende segud looduslikkude elementide näol ei ole enam täisarvuliste aatomkaalude kaudu väljendatavad, vaid kujutavad endast isotoopide segu keskmist aatomkaalu.

Mõnedel elementidel esineb ainult üks stabiilne isotoop, s. t. need elemendid koosnevad tõepoolest ainult üht liiki aatomitest. Selliste hulka kuuluvad näiteks berüllium, fluor, alumiinium, fosfor, koobalt, kuld, vismut ja mõned teised elemendid.

254. Astoni mass-spektrograaf. J. J. Thomsoni töid jätkas Aston, kes 1919. a. konstrueeris kaugelt täiuslikuma vahendi isotoopide eraldamiseks, kui see, mida Thomson kasutas. Et see aparaat võimaldas laitmatult üksteisest eraldada antud elemendi üksikuid isotoope, siis hakati seda nimetama mass-spektrograafiks.

Mass-spektrograafi põhimõtteline ehitus on järgmine: väga kitsas kanalkiirte kimp, $d = 0{,}003$ mm, mis koosneb uuritava elemendi positiivsetest ioonidest, juhitakse algul läbi tugeva elektrivälja kondensaatori plaatide vahel (joon. 410), mille toimel see kimp kaldub negatiivse plaadi poole. Seejärel juhitakse kiired tugevasse homogeensesse magnetivälja, mille tungjooned on risti joonise tasandiga. Selles väljas kallutatakse ioonide kimp vastupidi-



Joon. 410. Astoni mass-spektrograaf. P_1P_2 — pilud; K — kondensaator; M — magnetivälja piirkond.

selt esimesele kallutamisele ning ta satub lõpuks fotoplaadile *FF*, tekitades seal tumeda punkti või kriipsu.

Tavaliselt koosneb kanalkiirte kimp laengu, massi ja kiiruse poolest erinevate ioonide segust. Sama erilaenguga $\frac{e}{m}$ ioonid, liikudes kondensaatori plaatide vahel, lagunevad kiirusest olenevalt laiemaks vihuks. Kiiremad ioonid kalduvad vähem, aeglasemad aga enam kõrvale. Arvestused ja tegelikud katsed näitavad, et peale läbiminekut vastava tugevusega valitud magnetiväljast kõik sama erilaenguga $\frac{e}{m}$ ioonid koonduvad ühte punkti, sest ka magnetiväli kallutab aeglasemaid ioone järsemini tagasi kui vähem kõrvale kaldunud kiiremaid ioone. Fotoplaadil tekib tumedate punktide süsteem, milles igale punktile vastab erineva erilaenguga $\frac{e}{m}$ ioonide kogu. Saame nn. m a s s - s p e k t r i. Mass-spektris määratakse ühe või teise punkti põhjustanud ioonide mass erilise diagrammi abil, mis kujutab endast seost ioonide erilaengu ja nende poolt plaadil tekitatud punkti asendi vahel. Niisugune kõver valmistatakse iga mass-spektrograafi jaoks eraldi, kasutades kalibreerimiseks täpselt tuntud aatommassidega elemente.

Mass-spektrograafid võimaldavad suure täpsusega kindlaks teha antud elemendi kõiki isotoope ja nende aatomkaalu.

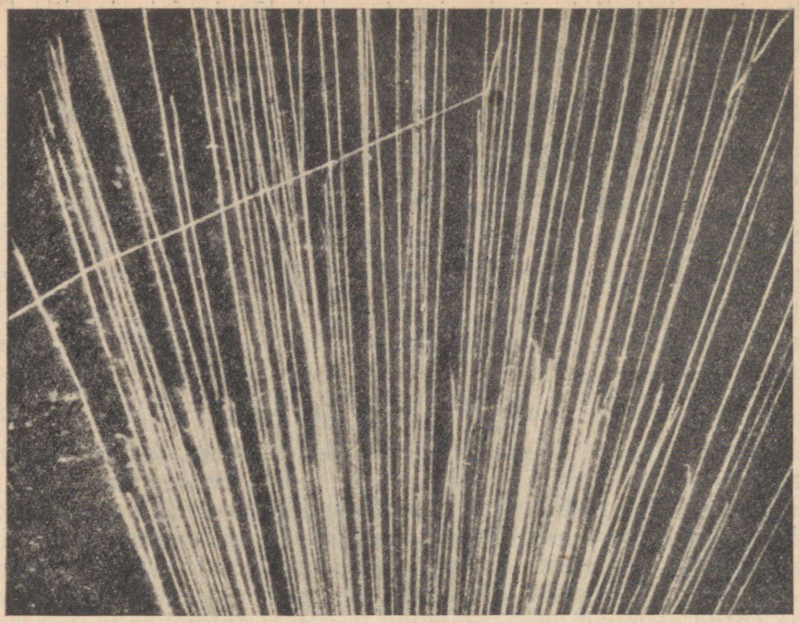
255. Elementide transformatsioon. α-osakeste väljapaiskumine tuumast viitab sellele, et tuum ise ei ole lihtne terviklik positiivselt laetud kübemeke, vaid et tal on küllaltki keeruline struktuur.

Aatomituumade kunstliku purustamise võimaluse avastas Rutherford 1919. aastal. Kiiritades lämmastikku α-kiirtega, märkas ta prootonite paiskumist lämmastikutuumadest. Selline nähtus võib toimuda α-osakese põrkel lämmastikuaatomi tuumaga. Et nii tuumad ise kui ka α-osakesed on väga väikeste mõõtmetega (suurusjärgus alla 10^{-12} cm), siis juhtuvad sellised põrked suhteliselt väga harva. On selgitatud, et umbes 125 000 α-osakesest tabab lämmastikutuuma ainult üks. Täpsemalt uuris seda küsimust Blackett Wilsoni kambri abil. Suure hulga tehtud ülesvõtete seas leidus niisuguseid, kus ühe α-osakese tee hargnes järsku kaheks — tekkis «k a h v e l» (joon. 411). See «kahvel» näitabki lämmastikutuuma tabamist α-osakese poolt. Peenem udujoon vastab tuumast välja löödud prootonile, jämedam joon aga uuele — kokkupõrke tulemusena tekkinud tuumale. Kolmanda joone puudumine viitab asjaolule, et tuumareaktsiooni põhjustanud α-osake jäi tuuma sisse.

Seejuures toimuv t u u m a r e a k t s i o o n laseb end sümboolselt kirjutada kujul:

$$N_7^{14} + He_2^4 \rightarrow O_8^{17} + H_1^1 .$$

Sisuliselt tähendab see, et lämmastikutuum, neelates α-osakese, muundub üheks hapniku isotoobiks massiarvuga 17, kusjuures vabaneb üks prooton. Nii on meil tegemist ühe e l e m e n d i



Joon. 411. Lämmastikutuuma purunemine α-osakese toimel.

transformatsiooniga teiseks elemendiks. Sellest nähtusest unistasid keskaja alkeemikud, kes ei saavutanud aga mingisuguseid tulemusi, sest nende poolt teostatud keemilised protsessid haarasid ainult aatomite elektronkatteid, mitte aga tuumi.

Hiljem järgnenud sellelaadilised katsed näitasid, et tuumareaktsioone on võimalik teostada ka teiste kergete elementidega. Raskete elementide tuumad ei ole aga α-osakestega purustatavad. Ilmselt on see tingitud asjaolust, et α-osakese ja tuuma kui positiivsete osakeste vahel mõjuvad tõuketungid, mis raskete tuumade korral muutuvad niivõrd suureks (suure tuumalaengu tõttu), et α-osake ei suuda neid ületada ja tuumani tungida.

256. Neutronid. 1930. aastal avastasid saksa füüsikud W. Bothe ja K. Becker, et berülliumi kiiritamisel α-kiirgusega väljusid sellest väga kalgid kiired, mis magnetiväljas üldse kõrvale ei kaldunud. Seetõttu tekkis algul arvamus, et on tegemist eriti kalgi γ-kiirgusega. Kuid järgnenud katsed näitasid (Joliot-Curie 1932. a.), et äsjaavastatud kiirgus, sattudes rohkesti vesinikku sisaldavatesse ainetesse (parafiin, vesi), absorbeerub seal ja lööb välja prootoneid, mida γ-kiirgus ei tee. 1932. aastal tõestas inglise füüsik J. Chadwick, et siin on tegemist neutraalsete osakeste vooluga. Neid osakesi hakati nimetama neutroniteks. Hiljem selgus, et neutronid võivad eralduda paljudel tuumareaktsioonidel.

Neutronitel on suur läbitungimisvõime. Nad võivad hõlpsasti läbida mitmekümne sentimeetri paksusi tinaplaate. Suur läbitungimisvõime on tingitud sellest, et olles neutraalsed, puudub neil vastastikune elektriline mõjustus aatomitega, mistõttu nad aineid läbides kaotavad ainult aegamööda oma energiat. Ühtlasi ei ole nad võimelised kuigi märgatavalt ionisatsiooni tekitama, mistõttu nende trajektoore ei saa Wilsoni kambri abil kindlaks teha. Uurimised näitasid, et neutroni mass on peaaegu võrdne prootoni massiga. Kui viimase mass on 1,0081, siis neutroni mass on veidi suurem, nimelt 1,009.

Iseseisvalt (väljaspool tuuma) ei eksisteeri neutronid kuigi kaua. Nad kas haaratakse mõne aatomi tuuma koosseisu (sekundi murdosa jooksul) või lagunevad prootoniks ja elektroniks (koos neutriino väljapaiskumisega). Seega on neutronid ise radioaktiivsed osakesed küllaltki lühikese poolestusajaga — 12,8 min.

257. Positronid. 1932. aastal tegi C. Anderson Ameerika Ühendriikides Wilsoni kambri abil kindlaks, et kosmiliste kiirte (vt. § 268) sekundaarkiirguses esinevad osakesed, millel on positiivne elementaarlaeng, kuid mis massilt võrduvad elektroni massiga. Seega ei võinud need osakesed olla prootonid. Selgus, et tegemist on positiivsete elektronidega ehk, nagu neid nüüd nimetatakse, positronidega.



Joon. 412. Positroni trajektoor. Vasakule pöörduv kaar tähistab positroni trajektoori, paremale pöörduv aga elektroni trajektoori.

Wilsoni kambri magnetiväljas kalduvad positronid kõrvale vastupidiselt elektronidele (joon. 412).

1934. a. tegid I. ja F. Joliot-Curie'd kindlaks, et positrone kiirgavad spontaanselt paljud kunstlikult valmistatud radioaktiivsed isotoobid.

Erinevalt elektronidest ei eksisteeri positronid iseseisvatena kuigi kaua. Mingit keskkonda läbides põrkub positron kokku mõne elektroniga, kusjuures mõlemad kaovad, muutudes γ-kvantide paariks (nn. elektron-positronpaari «annihilatsioon»). Positroni «eluiga» on igas keskkonnas erinev, sõltuvalt keskkonna tihedusest. Nii näiteks on ta atmosfääri õhus normaaltingimustel suurusjärgus 10^{-6} s, vees 10^{-8} s jne.

258. Aatomi tuum. Rutherfordi katses lämmastiku aatomi tuuma purustamisega selgus, et tuum ise peab koosnema väiksematest koostisosadest. Sellisteks koostisosadeks hakati pidama prootoneid — vesiniku (prootiumi) aatomi tuumi (Prouti hüpoteesi

elustamine). Aatomite masside ja tuumalaengute vahekorda seletati tuumas peituvate nn. sideelektronide abil. Nii näiteks silmas pidades, et liitiumi tuuma laeng on 3 (positiivset elementaarlaengut) ja massiarv 7, tõlgendati seda nii, et liitiumi tuumas peitub 7 prootonit, mis määravad tema massi. Et aga sel korral tuuma laeng peaks olema samuti 7, siis oletati, et tuumas peitub 4 sideelektroni, mis kompenseerivad 4 positiivset laengut. Kompenseerimata jäänud kolme prootoni laeng määrabki tuuma laengu ning aatomi järjekorranumbri elementide perioodilisuse süsteemis. Vastavalt sellele peab liitiumi aatomi tuuma ümber tiirlema 3 nn. väliselektroni. Arvesse võttes elektronide väikest massi, ei muuda nende juuresolek tuumas tema massi märgatavalt. Ühtlasi sidusid tuuma elektronid tolleaegsete vaadete kohaselt samanimelisi laenguid kandvaid prootoneid omavahel ega lasknud neid nende vahel valitsevate tõuketungide mõjul laiali lennata.

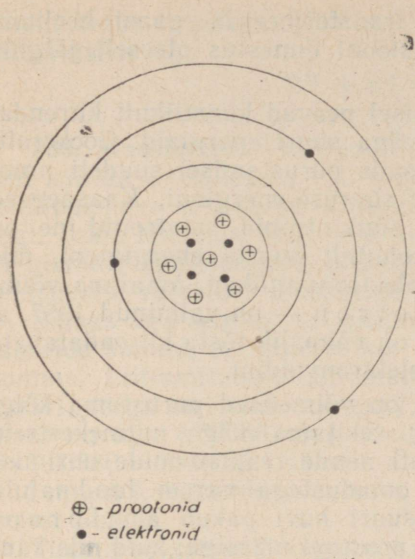
Tuumaelektronidega oli hõlpsasti põhjendatav ka β-elektronide väljumine tuumadest radioaktiivsetel protsessidel.

Nõukogude füüsik D. D. Ivanenko ja saksa füüsik W. Heisenberg tõestasid teoreetiliselt, et elektronid ei saa tuumas eksisteerida. Ühtlasi lõid nad täiesti uue kujutelma tuuma struktuurist. Silmas pidades, et prootoni ja neutroni mass on esimeses lähenduses ühesugused ja et neutronite olemasolu tuumades oli eksperimentaalselt tõestatud, tegid nad täiesti õige järelduse, et tuuma koostisosakesteks pole prootonid ja elektronid, vaid prootonid ja neutronid. Vastavalt sellele esitasid nad aatomi tuuma prooton-neutronse mudeli.

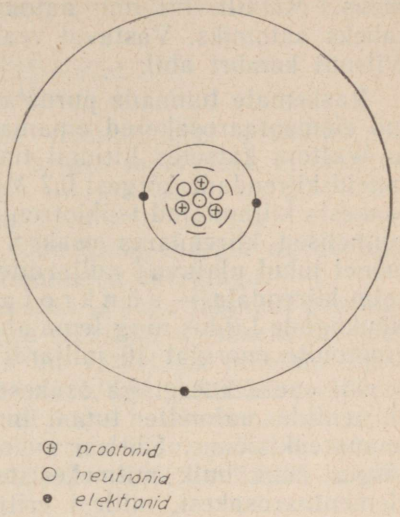
Ivanenko vaadete kohaselt on liitiumi aatomi tuumas kõigest 3 prootonit, mis määravad tuuma laengu ja järjekorranumbri perioodilisuse süsteemis, ning 4 neutronit. Seega on liitiumi massiarv 7. Tuuma ümber tiirleb 3 elektroni. Tuum püsib tervikuna koos, vaatamata sellele, et temas leiduvad ainult samanimelised ja neutraalsed osakesed. See on tingitud neutronitest, mille juuresolekul arenevad tuuma osakeste vahel erilised tungid, mida ei saa samastada ei elektrostaatiliste, magnetiliste ega mingisuguste teiste meile seni tuntud tungidega. Need on täiesti uut liiki tungid, mida nimetatakse tuumatungideks.

Tuumatungide eriliseks omaduseks on asjaolu, et nad on väga võimsad väikestel kaugustel (aatomi tuuma mastaabis). Nad ületavad prootonitevahelisi kuloni tõuketunge, mis tuuma distantsidel on vägagi suured (kahe prootoni vahel kaugusel 10^{-12} cm on tõuketungide suurus 250 G), ja hoiavad tuuma tervikuna koos. Tuumatungide mõju kahaneb teatud eksponentsiaalseaduse kohaselt palju kiiremini kui võrdeliselt kauguse ruuduga.

Ivanenko vaadete kohaselt toimub β-elektronide väljapaiskumine radioaktiivsete ainete tuumadest seal toimuvate protsesside



Joon. 413. Liitiumiaatom Rutherfordi järgi.



Joon. 414. Liitiumiaatom Ivanenko järgi.

tulemusena, mille käigus üks neutron muundub prootoniks. Ühtlasi «sünnib» sel momendil tuumas ka üks elektron, mis lahkub otsekohe temast β-osakese näol.

Prooton-neutronse tuuma struktuurist lähtudes on isotoopide olemasolu seletatav sellega, et nende aatomites leidub küll ühepalju prootoneid, kuid erinev arv neutroneid. Et prootonite arv tuumas (tuuma laeng) määrab elemendi järjekorranumbri, siis peavad isotoobid tõepoolest asuma Mendelejevi perioodilisuse süsteemi ühes ja samas ruudus, kusjuures erinev neutronite arv põhjustab isotoopide aatommasside erinevuse.

259. Tuumareaktsioonid. §-s 255 kirjeldasime tuumareaktsiooni, mille tulemusena lämmastikuaatom, põrkudes α-osakesega, muutub hapnikuaatomiks ning eraldub prooton, mis elektroni juurdesaamisega enda mõjupiirkonda muutub vesinikuaatomiks.

1932. a. näitasid inglise füüsikud J. Cockcroft ja W. Walton, et ka prootoneid saab kasutada tuumareaktsioonide esilekutsumiseks. Prootoneid eriliste kõrgepingeseadiste abil kiirendades suudeti anda neile selline energia, millest piisas liitiumi tuumareaktsiooni tekitamiseks.

$$Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow He_2^4 + He_2^4.$$

Seega liitub prooton liitiumi aatomi tuuma kolme prootoni juurde, mille tulemusena suurenenud tuum lõhkeb kaheks võrdseks

osaks. Metalli liitiumi aatom transformeerub gaasi heeliumi kaheks aatomiks. Vastavat reaktsiooni õnnestus otseselt jälgida Wilsoni kambri abil.

Raskemate tuumade purustamisel peavad kunstlikult kiirendatud elementaarosakesed omama väga suuri energiaid. Cockcrofti ja Waltoni katsetes liitiumi tuumade purustamisel suudeti prootoneid kiirendada kõigest 0,7 MeV suuruse energiani. Kaasaegsed osakeste kiirendajad tsüklotronid, sünkrotronid, betatronid jne. on võimelised kiirendama osakesi tohutult suurte energiateni, mis mõnel juhul ulatuvad miljardite elektronvoltideni. Maailma võimsaim kiirendaja — sünkrofasotron — on valminud 1957. a. Nõukogude Liidus ning tema abil on võimalik tõsta kiirendatavate prootonite energiat 10 miljardi elektronvoldini.

Nii suure energiaga osakesed on võimelised purustama kõigi elementide aatomite tuumi ning tekitama väga mitmekesiseid tuumareaktsioone. Ühtlasi avastati nende reaktsioonide uurimise käigus suur hulk mitmekesiste omadustega varem tundmatuid elementaarosakesi, millest eriti suurt huvi pakub antiprooton — osake, mille mass võrdub prootoni massiga, kuid mis kannab negatiivset elementaarlaengut (avastatud 1955. a. E. Segrè ja O. Chamberlaini poolt USA-s). Kui antiprootoni mõjupiirkonnas hakkaks tema ümber tiirlema positron (antielektron), siis moodustuks vesiniku antiaatom. Tegelikult seda aga ei juhtu, sest juba väga lühikese aja jooksul põrkab antiprooton kokku mõne aatomi tuuma prootoniga, mille tulemusena mõlemad «annihileeruvad», muundudes peamiselt π-mesoniteks (vt. § 268) ning vabastades suure hulga energiat. Ka positronid annihileeruvad keskkonnas väga kiiresti. 1956. a. avastasid O. Piccioni ja G. Lambertson nn. antineutronid (neutronid vastassuunalise magnetilise momendiga).

Võimsate kiirendajate abil õnnestus teostada tuumareaktsioone transuraaniliste elementide (perioodilisuse süsteemis uraani järel asuvate) aatomite saamiseks. Käesolevaks ajaks on kunstlikult saadud järjekorranumbreid 93—102 kandvate elementide aatomeid.

Tuumareaktsioonide teostamiseks kiirendajate abil kasutatakse kiirendatavate osakestena peamiselt prootoneid, deutroneid (raske vesiniku — deuteeriumi tuumad) ja heeliumi tuumi. Üha sagedamini on aga hakatud rakendama ka raskemate elementide (süsinik, lämmastik, hapnik jne.) positiivseid ioone. Mõned tuumareaktsioonid on teostatavad ka elektronide abil.

Tihti kasutatakse tuumareaktsioonide esilekutsumiseks neutroneid. α-osakeste ja tuumade vahel valitsevad tugevad tõuketungid, kuna mõlemad kannavad positiivset laengut. Samal põhjusel mõjuvad tõuketungid prootonite ja tuumade vahel. Neutronite ja tuumade vahel selliseid tõuketunge ei ole. Seetõttu on neutronid võimelised reageerima kõikide elementide tuumadega, kaasa arvatud ka kõige raskemad. Näitena võiks tuua neutroni reakt-

siooni boori tuumaga. Neutroni laeng on 0 ja massiarv 1, teda tähistatakse n_0^1.

$$B_5^{10} + n_0^1 \rightarrow Li_3^7 + He_2^4.$$

260. Massidefekt. Liitiumituuma muundumisel prootoni toimel kaheks α-osakeseks (vt. § 259) selgus mõõtmisel, et mõlema laialipaiskuva α-osakese kineetiline energia kokku on $2{,}74 \cdot 10^{-5}$ ergi. Tekib küsimus, kust said α-osakesed selle energia. On selge, et tuumale pealelangeva prootoni kineetiline energia on sootuks tähtsusetu, võrreldes α-osakeste summaarse energiaga.

Samas aga selgub, et liitiumituuma ja teda tabanud prootoni masside summa on suurem kui kahe tekkinud α-osakese masside summa. Liitiumituuma aatommass on 7,0181 ja prootoni mass 1,0081, seega on nende summa $7{,}0181 + 1{,}0081 = 8{,}0262$. α-osakese mass on aga 4,00386 ning vastavalt kahe heeliumiosakese mass $2 \cdot 4{,}00386 = 8{,}00772$. Näeme, et selle reaktsiooni puhul on toimunud massi kahanemine suuruses $8{,}02262 - 8{,}0077 = 0{,}0185$ aatommassi ühikut.

Tuumareaktsioonil toimunud massi kahanemist ehk, nagu seda füüsikas nimetatakse, massidefekti tõlgendati lähtudes Einsteini poolt juba 1905. aastal tuletatud seadusest, mille kohaselt keha energia muutused on seotud selle keha massi muutumisega, ja nimelt:

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2,$$

kus ΔE on keha energia muutus, Δm — sama keha massi muutus ja c — valguse kiirus.

Tõepoolest, eespool kirjeldatud liitiumi tuumareaktsioonil $m = 0{,}0185$ aatommassi ühikut, mis grammides avaldatuna võrdub $3{,}05 \cdot 10^{-26}$ g. Et $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s, siis

$$\Delta E = 3{,}05 \cdot 10^{-26} \cdot 9 \cdot 10^{20} = 2{,}74 \cdot 10^{-5} \text{ ergi.}$$

Näeme, et reaktsioonil toimunud tuumade massi kahanemine 0,0185 aatommassi ühiku võrra vastab liitiumituuma energia kahanemisele $2{,}74 \cdot 10^{-5}$ ergi võrra. Selle energia saidki endale reaktsioonil tekkinud α-osakesed. Silmas pidades, et α-osakesed paiskusid liitiumituuma lagunemisel laiali suure kiirusega (suurusjärgus 10^4 km/s), osutub nende mass arvutustekohaselt suuremaks kui paigaloleku mass (vt. Füüsika üldkursus I) just 0,0185 aatommassi ühiku võrra. Seega liitiumituuma «massidefekt» vastab liikuvate α-osakeste massi kasvule.

Kõik teised tuumareaktsioonid kinnitavad samuti Einsteini poolt avaldatud seost massi ja energia vahel.

261. Kunstlik radioaktiivsus. Kunstliku radioaktiivsuse idee pärineb vene õpetlaselt Orlovilt, kes 1904. a. uuris ühte alumiiniumi kiiritamisel α-kiirgusega tekkivat nähtust, mida ta pidas kunstlikuks radioaktiivsuseks ning mille kohta ta avaldas järgmise



Frédéric Joliot-Curie

arvamuse. «Võib nähtavasti oletada, et siin puutume kokku teatava sügava protsessi avaldisega. Väga võimalik, et tegemist on raadiumi ülekoormatud süsteemist väljapaiskunud mateeria elementaarosakeste neeldumisega kergete alumiiniumituumade poolt ja viimaste üleminekuga mitteta-sakaalustatud radioaktiivsetesse vormidesse.»

Sisuliselt osutus Orlovi ennustus täiesti õigeks ja terminoloogia, mida ta kasutas 7 aastat enne Rutherfordi aatomimudeli ilmumist, on tegelikult kasutusel tänapäevalgi.

Eksperimentaalselt avastas kunstliku radioaktiivsuse 1934. a. Frédéric Joliot koos oma abikaasa Irène Curie-Joliot'ga, kes alumiiniumi ja boori α-kiirtega kiiritades märkasid, et mainitud metallid kiirgavad lühikese aja vältel peale α-kiirte allika kõrvaldamist veel iseseisvalt. Magnetiväljade abil läks neil korda tõestada, et tegemist oli positronide kiirgusega. Vastav tuumareaktsioon on üleskirjutatav järgmisel kujul:

$$Al_{13}^{27} + He_2^4 \rightarrow P_{15}^{30} + n_0^1.$$

α-osakese neelanud alumiiniumituum muutub fosfori isotoobiks P_{15}^{31}, mis juba oma tekkimisel paiskab välja neutroni ning muutub fosfori isotoobiks P_{15}^{30}. Saadud fosfori isotoop on radioaktiivne, ning paisates tuumast välja positroni, muundub räniks.

$$P_{15}^{30} \rightarrow Si_{14}^{30} + e_{+1}^{0} .$$

P_{15}^{30} poolestusaeg $T = 2{,}5$ min.

Analoogiline reaktsioon toimub ka boori kiiritamisel α-osakestega.

$$B_{5}^{10} + He_{2}^{4} \rightarrow N_{7}^{13} + n_{0}^{1}$$

$$N_{7}^{13} \rightarrow C_{6}^{13} + e_{+1}^{0}, \quad T = 11 \text{ min.}$$

Tänapäeval tuntakse kokku üle 1000 kunstliku radioaktiivse tuuma, kusjuures ilmnes oluline tõsiasi, et kunstlikud radioaktiivsed elemendid on peamiselt β-aktiivsed, s. o. kiirgavad elektrone või positrone. Tegelikult on saadud kõikide stabiilsete elementide radioaktiivsed isotoobid. Nii näiteks vesiniku stabiilsetele isotoopidele prootiumile ja deuteeriumile lisandus radioaktiivne isotoop triitium (H_1^3), mille poolestusaeg $T = 12{,}5$ a.

Stabiilsete elementide radioaktiivsete isotoopide poolestusaegade uurimised näitasid ilmekalt, miks need isotoobid looduses ei eksisteeri. Nende poolestusajad mõõtuvad minutites, tundides, päevades, harva ka aastates, nagu triitiumi ($T = 12{,}5$ a.) või C_6^{14} puhul ($T = 5600$ a.). Eriti pikk poolestusaeg on isotoopidel Be_4^{10} ja K_{19}^{40}. Esimesel on see $2{,}7 \cdot 10^6$ aastat ja teisel $1{,}3 \cdot 10^9$ aastat. Järelikult kui need isotoobid kunagi eksisteerisidki, siis ei ole neist käesolevaks ajaks jälgegi järele jäänud, välja arvatud K_{19}^{40}.

Kunstlikul teel õnnestus loodust «täiendada» elementide võrra, mis täidavad varem tühjalt seisnud kohti Mendelejevi perioodilisuse süsteemis (43; 61; 85; 87). Need elemendid on tehneetsium — Tc_{43}^{99}, prometeum — Pm_{61}^{145}, astatiin — At_{85}^{210} ja frantsium — Fr_{87}^{221} (esitatud on maksimaalse poolestusajaga isotoobid). Ka nende suhtes selgus, miks neid looduses ei leidu, vaatamata täpsetele uurimismeetoditele ja suurele vaevale, mida nende otsimiseks kulutati. Kõigi nende elementide poolestusajad on liiga lühikesed, et neid maakera käesolevas arengufaasis võiks veel leiduda.

262. Kunstlike radioaktiivsete isotoopide kasutamine. Looduslikud radioaktiivsed ained on praktiliseks kasutamiseks, näiteks meditsiinis, liiga kallid. Seepärast kasutatakse kaasajal nende asemel kunstlikke radioaktiivseid aineid.

Radioaktiivsuse uurimise meetodite erakordne tundlikkus võimaldab kunstlikkude radioaktiivsete ainete abil bioloogias ja meditsiinis lahendada sellist esmajärgulise tähtsusega probleemi nagu küsimus, kuhu koonduvad elavas organismis ühe või teise elemendi ühendid. Selleks lisatakse mikroskoopilises hulgas toidule või joogile juurde vastava kunstliku radioaktiivse elemendi ühendit ja jälgitakse loendajate abil kõigepealt tema liikumist

organismis ning lõpuks koondumiskohti. Kui on täpselt selgitatud, millised elemendid koonduvad ühes või teises keha organis, siis võime neid organeid haigestumise puhul hõlpsasti mõjutada just vajalikkude elementide ühenditega. Sellised uurimistööd aitavad lahendada mitmesuguseid kaasaegse farmakoloogia tõsiseid probleeme.

Kunstlikkude radioaktiivsete ainete kasutamist mitmesuguste bioloogiliste või tehniliste probleemide lahendamisel nimetatakse märgistatud aatomite menetluseks, sest neid on võimalik alati avastada radioaktiivsuse uurimise meetodite abil sama elemendi stabiilsete aatomite seas.

Märgistatud aatomite menetlusega on uuritud ainevahetuse probleemi inimese organismis ning saavutatud väga palju olulise tähtsusega tulemusi. Näitena võib tuua lämmastiku vahetust inimese organismis. Selgus, et lämmastik vahetub veres, maksas ja neerudes 3—4 päeva jooksul. Seevastu lihastes, südames ja põrnas kulgeb lämmastiku vahetus aeglasemalt, 1—2 nädala jooksul.



Joon. 415. Fosfori jagunemine taime lehe osade vahel.

On selgitatud, et jood koguneb kilpnäärmesse, telluur püsib veres, kaltsium, fosfor, strontsium ja baarium kogunevad luudesse, tseesium lihastesse, koobalt lihastesse ja maksa, uraan luudesse, juustesse ning küüntesse jne.

Ka taimedes saab jälgida üksikute elementide koondumiskohti märgistatud aatomite abil. Joonis 415 kujutab fosfori jaotust taimelehes. Taim on maaaluste organite kaudu omandanud radioaktiivset fosforit, mis on jagunenud varre, lehtede ja õite vahel. Hiljem suruti taimeleht pimedas vastu fotoplaati ning saadi omapärane äratõmme radioaktiivse fosfori kiirguse toimel. Kiirituse intensiivsuse järgi saab otsustada fosfori kontsentratsiooni üle ühes või teises taime osas.

Fosfori, süsiniku, kaltsiumi, koobalti, tsingi, vase, strontsiumi ja mõningate teiste elementide radioaktiivsed isotoobid võimaldavad bioloogidel ja agronoomidel selgitada mullas kulgevaid protsesse, jälgida toitainete omandamise käiku taimsetes organismides, ainevahetusprotsesse rakkudes ja tundma õppida mikroelementide osatähtsust nii põllumajanduslikkude kultuuride saagirohkuses kui ka kariloomade produktiivsuses. Nii selgitati näiteks välja, et põllumajanduslikkude kultuuride saagirohkust võib tunduvalt tõsta, kui tolmutada või pritsida väetusaine-

tega taimede maapealseid osi. Sel viisil on tunduvalt tõstetud puuvillasaaki meie Kesk-Aasia vabariikides: Radioaktiivse süsiniku abil selgitati taimejuurte seni tundmatut funktsiooni, mis seisneb süsihappe omandamises mullast ning selle üleandmises lehtedele ja teistele taimeosadele.

Suure rakendusliku tähtsusega on kunstlik radioaktiivne koobaldi isotoop Co^{60}_{27}, mille poolestusaeg on 5,3 aastat. See on β-aktiivne aine, mis kiirgab ühtlasi intensiivset γ-kiirgust.

Et radioaktiivsete ainete kiirgused on tervisele väga ohtlikud, siis kaitstakse töötajaid nende eest, paigutades radioaktiivseid aineid paksuseinalistesse tinast kestadesse ning võimaldades kiirguse väljumist (tarbekorral suletava) avause kaudu vaid ühes kindlas suunas. Kiirguse kasutamisel pööratakse kogu seadeldis vajalikus suunas ning kiiritatakse ettenähtud piirkonda. Radioaktiivset koobaltit sisaldavat kiiritusseadeldist nimetatakse sageli «koobaltkahuriks».

Co^{60}_{27} intensiivset γ-kiirgust kasutatakse tehnikas väga mitmesugustel juhtumitel, näit. metallide defektoskoopias. Co^{60}_{27} γ-kiirgus on võimeline läbistama kuni 25 cm paksusi terasplaate, mis võimaldab selle kiirgusega «läbi valgustada» metallesemeid ning avastada seesmisi defekte (mõrad, valamisel sissejäänud õhumullid jne.) nii, nagu röntgenikiirtega avastatakse vigastusi inimorganismis.

Selgus, et γ-kiirgus mõjub hävitavalt kartulite ja juurvilja idanemisvõimele. Vastavalt sellele on ehitatud eriotstarbelised koobaltkahurid, mille abil kartuleid ja juurvilja enne salvestamist intensiivselt kiiritatakse. Selliselt töödeldud juurvili ei idane ning säilitab oma maitse ja toiteväärtuse peaaegu järgmise saagini.

On tehtud ulatuslikke katseid toiduainete konserveerimiseks ilma kuumendamiseta Co^{60}_{27} γ-kiirguse abil, mis on võimeline hävitama toiduainete lagunemist põhjustavaid mikroobe. Et γ-kiirgus ei kutsu esile tuumareaktsioone, siis saadud konservid ei ole radioaktiivsed, järelikult ka mitte ohtlikud tarbijaile, kuid kiirgus võib põhjustada keemilisi reaktsioone, mille tulemusena konservid võivad omandada halva maitse. Selle vältimiseks kiiritatakse konserveeritavaid aineid madalate temperatuuride juures. Häid tagajärgi on andnud γ-kiirguse kasutamine sealiha, peekoni ja munade konserveerimisel.

Meditsiinis kasutatakse koobaltkahureid edukalt mõnede pahaloomuliste kasvajate ravimisel (huule-, rinnavähk).

Põllumajanduses on mõningail juhtumeil õnnestunud parajalt doseeritud kiiritamisega aretada tunduvalt saagikamaid teraviljade sorte (oder, kaer), millest mõned osutusid ka jahukastekindlaiks.

Meditsiinis ja tehnikas rakendatakse ka β-aktiivseid isotoope. Nii näiteks on hakatud valmistama luminestsentslampe, täites lambi toru teatud luminofoori kristallidega ja lisades torus olevale

õhule vähesel määral kunstlikku radioaktiivset krüptonit (Kr^{85}_{36}), mille poolestusaeg $T = 9{,}4$ aastat. Kiirates kogu aeg β-elektrone, hoiab see luminofoore pidevalt helendamas. Et β-kiirgus ei pääseks väljapoole toru seina, valmistatakse see raskest tinaklaasist, mis neelab β-kiirguse täielikult. Niisugune luminestsentslamp ei vaja töötamiseks üldse elektrivoolu ega tülikaid süüteseadmeid. Ühtlasi võib nn. «aatomluminestsentslampidele» anda ükskõik millise kuju (toru, kuul, ketas jne.). Lambi tööiga hinnatakse 10 aastale.

On ehitatud röntgenitorusid, milles elektronide allikana kasutatakse kunstlikku radioaktiivset strontsiumi (Sr^{90}_{38}). Viimane on β-aktiivne aine, poolestusajaga 20 aastat. Et röntgenikiirguse tekitamiseks vajalik elektronidevool saadakse kunstlikust radioaktiivsest ainest, siis ka antud juhul pole toru tegevuses hoidmiseks vaja mingisuguseid elektriseadmeid (kõrgepingevooluallikaid, alaldajaid jne).

Üldiselt võib öelda, et kunstlike radioaktiivsete isotoopide kiirgused (peamiselt γ- ja β-kiirgus) leiavad kaasajal erakordselt mitmekülgset rakendamist nii tehnikas kui ka meditsiinis.

263. Raskete elementide tuumade jagunemine. E. Fermi[1] poolt 1934. a. teostatud katsetes uraani kiiritamisel neutronitega avastati 4 uut mitmesuguste poolestusaegadega β-aktiivset ainet. Et uraan ise on pika poolestusajaga α-aktiivne aine, siis β-aktiivsuse ilmumine vihjas nn. transuraaniliste elementide ehk transuraanide tekkimise võimalusele nimetatud reaktsioonil.

Kuid saksa õpetlased O. Hahn ja F. Strassmann tegid 1939. a. vastuvaidlematult kindlaks, et uraani kiiritamisel neutronitega tekivad mitte transuraanid, vaid baariumi (Ba_{56}) ja lantaani (La_{57}) isotoobid. Et lantaani järjekorranumber on baariumi omast ühe võrra suurem, siis polnud põhjust kahelda, et lantaan tekib baariumi β-lagunemisel. Varsti selgus, et kui uraani kergema isotoobi (U^{235}_{92}) tuuma satub neutron, siis laguneb tuum otsekohe kaheks «massiivseks», peaaegu võrdseks osaks — näiteks baariumi (Ba_{56})[1] ja krüptoni (Kr_{36}) tuumaks —, kusjuures baarium β-lagunemise teel transformeerub edasi lantaaniks.[2] Sellist tuuma lagunemist ei tohi ära segada radioaktiivsusega, kus tuumast väljuvad nii-öelda «killud», millest raskeim võib olla α-osake. Kirjeldatud tuumareaktsiooni tüüpi nimetatakse tuumade jagunemiseks. Selle nähtuse teooria arendas välja nõukogude füüsik J. Frenkel.

---

[1] E. Fermi — (1901—1954) väljapaistev itaalia füüsik, Rooma Ülikooli professor, kaasaegse füüsika koolkonna rajaja Itaalias. 1938. a. emigreerus Ameerika Ühendriikidesse, kus töötas Columbia ja Chicago ülikoolides professorina. Fermi rajas β-lagunemise kvantitatiivse teooria ja lahendas rea kvantmehaanika probleeme. 1942. a. ehitas esimese aatomreaktori Chicago Ülikoolis.

[2] U^{235}_{92} tuuma jagunemine võib toimuda ka teisiti. Sel korral saame lagunemise produktidena mitte baariumi ja krüptoni, vaid teiste elementide tuumi.

264. Transuraanid. Transuraanide olemasolu tehti lõplikult kindlaks alles 1940. aastal Ameerika Ühendriikide teadlaste E. McMillani ja P. Abelsoni poolt, kes avastasid esimese transuraani järjekorranumbriga 93, mida nimetati neptuuniumiks (Np).

See element tekib aeglaste neutronite neeldumisel uraani raskema isotoobi U_{92}^{238} tuumas järgmise reaktsiooni kohaselt:

$$U_{92}^{238} + n_0^1 \rightarrow U_{92}^{239} + h\nu.$$

Uraani tuum neelab neutroni ning muutub veelgi raskemaks uraani isotoobiks, mis paiskab välja γ-kvandi. See raskem isotoop on β-aktiivne, poolestusajaga $T = 23$ min. Tuumast elektroni väljapaiskamisel muundub üks tema neutronitest prootoniks, mille tulemusena tuuma laeng suureneb ühe võrra ja tekib 93. element — neptuunium.

$$U_{92}^{239} \rightarrow e_{-1}^{0} + Np_{93}^{239}.$$

Neptuunium on samuti β-aktiivne element poolestusajaga $T = 2{,}3$ päeva ning muutub järgmiseks elemendiks — plutooniumiks (Pu)

$$Np_{93}^{239} \rightarrow e_{-1}^{0} + Pu_{94}^{239}.$$

See plutooniumi isotoop on α-aktiivne element poolestusajaga $T = 24410$ a.

$$Pu_{94}^{239} \rightarrow He_{2}^{4} + U_{92}^{235}.$$

Käesoleva ajani on avastatud juba 11 neptuuniumi isotoopi ja 15 plutooniumi isotoopi.

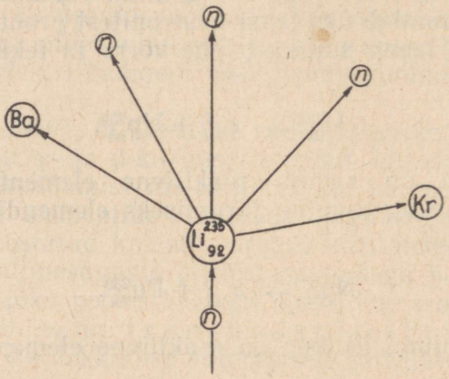
Eranditult kõik nad on radioaktiivsed. Järgmised transuraanid: ameriitsium (Am_{95}), küürium (Cn_{96}), berkelium (Bk_{97}), kalifornium (Cf_{98}), einsteinium (Es_{99}), fermium (Fm_{100}), mendelevium (Md_{101}) ja nobeelium (No_{102}) on avastatud kunstlikult sünteseeritud tuumareaktsioonide abil ajavahemikus 1945—1957. a. Kõik nad võivad esineda mitme isotoobi näol.

265. Ahelreaktsioon. Juba §-s 260 kirjeldatud katse puhul nägime, et tuumareaktsioonide juures on võimalik energia vabanemine. Kuid kasutada niisugust teed tuumaenergia saamiseks, nagu seda kujutab kirjeldatud katse, on lootusetu. Liitiumituumade pommitamisel kiirete prootonitega peame kulutama energiat prootonite kiirendamiseks, et anda neile tuumade purustamiseks vajalikku energiat. Seejuures aga, silmas pidades tuumade erakordselt väikesi mõõtmeid (10^{-12} cm), tabab ainult tähtsusetu osa neist liitiumituumi (umbes 1 prooton miljoni kohta), teised aga mööduvad tuumadest neid tabamata ja kaotavad lõpuks oma energia

läbitavate liitiumiaatomite elektronkatteis. Ometi kulutame energiat ka mittetabanud prootonite kiirendamiseks, ja nagu vastavad arvestused näitavad, ületab see energia ligi 200 korda selle, mis me üksikute liitiumiaatomite tuumade lagunemisel tagasi saame.

Tuumaenergia praktiliseks kasutamiseks peaks tuumareaktsioon arenema i s e s e i s v a l t.

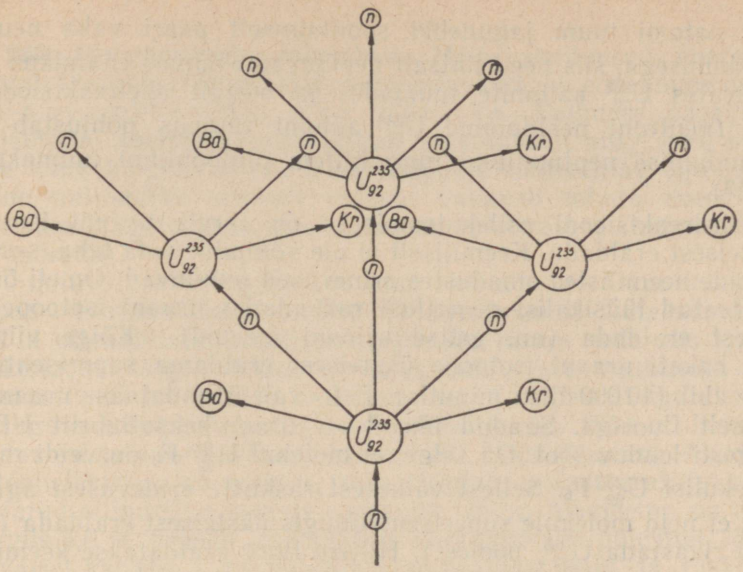
Võimalus sellise reaktsiooni tekitamiseks ilmnes F. Joliot-Curie ja E. Fermi katsete puhul 1939. a., kus selgus, et U_{92}^{235} aatomi tuuma jagunemisel teda tabanud neutroni toimel kaheks suuremaks osaks vabaneb ühtlasi 2—3 üksikut neutronit (joon. 416). Need neutronid, tabades neid ümbritsevate U_{92}^{235} aatomite tuumi, põhjustavad



Joon. 416. U_{92}^{235} tuuma jagunemine.

omakorda nende jagunemise, kusjuures vabaneb energia (peamiselt tekkinud osakeste kineetilise energia näol) ja tekib üha rohkem uusi neutrone, mis jätkavad reaktsiooni. Algab nn. a h e l r e a k t s i o o n, mis sekundi väikese murdosa vältel viib läbi teatud osa U_{92}^{235} aatomite tuumade jagunemise koos kolossaalse energiahulga vabanemisega (joon. 417).

Tuumade lagunemisel laialipaiskuvate tuuma osade kineetiline energia antakse üle ümbritseva keskkonna (uraan, õhk) molekulidele, mis põhjustab järsu temperatuuri tõusu ahelreaktsiooni kulgemise piirkonnas kuni mitme miljoni kraadini. Seega tuumaenergia vabaneb faktiliselt soojuse näol. Nagu uurimused on näidanud, ulatub U_{92}^{235} ühe aatomi tuuma jagunemisel vabanev energia $3{,}204 \cdot 10^{-4}$ ergini. Siit võime välja arvutada energia, mis vabaneb ühe grammaatomi U_{92}^{235} kõigi aatomituumade jagunemisel. 1 grammaatomis sisaldub $6{,}023 \cdot 10^{23}$ aatomit, seega vabanev energia on $3{,}204 \cdot 10^{-4} \cdot 6{,}023 \cdot 10^{23} = 1{,}93 \cdot 10^{20}$ ergi $= 1{,}93 \cdot 10^{13}$ dž $\approx$ $\approx 2 \cdot 10^{12}$ kGm $= 4{,}7 \cdot 10^{9}$ kcal. Järelikult 1 g U_{92}^{235} kõigi tuumade



Joon. 417. Ahelreaktsioon.

poolestumisel vabanev energia vastab $\frac{4{,}7 \cdot 10^9}{235} = 2 \cdot 10^7$ kilokalorile. Sellise soojushulga saamiseks kivisöe põletamise teel tuleb kulutada 2,5 tonni parimat kivisütt.

1940. aastal avastasid nõukogude õpetlased G. Fljorov ja K. Petržak, et ahelreaktsiooni alustamiseks ei olegi vaja uraanile (U_{92}^{235}) juhtida neutroneid väljastpoolt. Väga hoolikalt teostatud katsete varal tõestasid nad, et radioaktiivse ainena laguneb U_{92}^{235} ühelt poolt α-osakeste väljapaiskamise teel, teiselt poolt aga mitme miljoni tuuma seast 5—6 tuuma s p o n t a a n s e jagunemise teel kaheks peaaegu ühesuuruseks osaks, kusjuures eralduvad vabad neutronid.

Seoses Fljorovi ja Petržaki avastusega võib tekkida ekslik kujutlus, nagu oleks tükike uraani alati kardetav lõhkeaine, mis iga hetk on võimeline plahvatama. Olukord ei ole kaugeltki niisugune. Looduses leiduvatest maakidest toodetud metalliline uraan kujutab endast kolme isotoobi segu, kusjuures kõige raskemat isotoopi U_{92}^{238} on 99,28%, isotoopi U_{92}^{235} — 0,714% ja U_{92}^{234} — 0,00554%. Piltlikult esitades võib öelda, et umbes iga 140 uraaniaatomi seas on 139 raskema isotoobi aatomit ja 1 aatom isotoopi U_{92}^{235}. U_{92}^{235} tuuma lagunemisel vabanevate neutronite energia on liiga väike, et põhjustada U_{92}^{238} tuumade jagunemist, kuid on küllalt suur U_{92}^{235} tuumade jagunemise esilekutsumiseks. Seetõttu kui mingi üksik

U_{92}^{235} aatomi tuum jagunebki spontaanselt paari vaba neutroni eraldumisega, siis need lihtsalt neelduvad rõhuvas enamikus ümbritsevates U_{92}^{238} aatomite tuumades ja mingit ahelreaktsiooni ei teki (neutroni neeldumine U_{92}^{238} aatomi tuumas põhjustab selle muundumise neptuuniumi ning hiljem plutooniumi tuumaks; vt. § 263).

Ahelreaktsiooni esilekutsumiseks on tarvis uraani isotoobid üksteisest eraldada. Keemiliselt ei ole võimalik seda teha, sest isotoopide keemilistes omadustes erinevused puuduvad. Ometi õnnestus teatud füüsikalisi menetlusi rakendades uraani isotoope üksteisest eraldada (nn. gaasdifusiooni meetod). Kõige viimasel ajal hakati uraani isotoope üksteisest eraldama supertsentrifuugide abil (40 000 tiiru minutis). Eelnevalt ühendatakse uraan keemiliselt fluoriga. Saadud ühend — uraan-heksafluoriit UF_6 on kergesti lenduv sool. On selge, et molekul $U_{92}^{238}F_6$ on veidi raskem molekulist $U_{92}^{235}F_6$. Sellest väikesest raskuste erinevusest aga piisab, et neid molekule supertsentrifuugis üksteisest eraldada (õigemini rikastada U_{92}^{235} poolest). Hiljem fluor eraldatakse keemiliselt ja saadakse enam-vähem puhas U_{92}^{235}.

Nüüd võiks arvata, et tükk puhast U_{92}^{235} võib iseenesest plahvatada, sest ahelreaktsiooni alustamiseks vajalikke neutroneid saab ta mõne oma aatomi spontaansel jagunemisel. Selgub siiski, et plahvatamisvõimalus sõltub tüki suurusest (ja kujust). Kui on tegemist väikese tükikesega, siis tõenäosus, et mingi tuuma jagunemisel vabanenud neutronid tingimata tabavad teisi selle tükikese aatomite tuumi, on samuti väike. Mõned tuumad ehk tabataksegi, kuid rõhuv enamik neutroneid väljub metallist tuumi tabamata ja seetõttu ahelreaktsiooni ei teki.

Kui aga vastav uraanitükk on nii suur, et tema sisemuses mõne tuuma spontaansel jagunemisel vabanenud neutronid rõhuvas enamikus tabavad mõnd teist tuuma, siis tekib ahelreaktsioon ning toimub plahvatus.

Nii näeme, et uraanitükikest (U_{92}^{235}) järjest suurendades jõuame kord nn. *kriitilise suuruseni*, mille puhul võib parajasti alata uraani ahelreaktsioon. Avaldatud andmete põhjal on uraanitüki (U_{92}^{235}) kriitiline suurus sfäärilise kuju puhul umbes 1 kg. Et uraani erikaal on 19 G/cm³, siis kriitilise suurusega sfäärilise uraanitüki ruumala on umbes 50 cm³ (2 tikukarbi ruumala).

Ka plutooniumis (Pu_{94}^{239}) võib teostuda ahelreaktsioon. Seejuures on plutooniumi tootmine suurtes hulkades aatomireaktorite abil võrratult hõlpsam kui uraani isotoopide lahutamine. Et Pu_{94}^{239} puhul kasutatakse ära just uraani raskem isotoop (U_{92}^{238}), mida uraan sisaldab üle 99% kogu oma hulgast, siis on otstarbekohasem ahelreaktsioonide läbiviimiseks kasutada just plutooniumi.

266. Tuumaenergia rakendusi. Meile senituntud energeetika kõrval teeb käesoleval ajal märkimisväärseid edusamme uus — nn. aatomituuma energeetika. Eelmises paragrahvis kirjeldatud ahelreaktsioon teostub spontaanselt ning, kord alanud, pole tema kulgemine enam väljastpoolt kontrollitav ega juhitav. Mõne miljondiku sekundi jooksul vabaneb tohutu energiahulk, tekitades hiigelvõimsusega nn. tuumaplahvatuse (aatomipommid ja -mürsud).

Juhitavaid ahelreaktsioone saab teostada aatomireaktorites («uraani katel»), kus ahelreaktsioonil lastakse areneda teatud ettenähtud intensiivsuseni, mille juures seda siis hoitakse reaktsiooni käigus tekkivate ja kasutatavate neutronite hulga dünaamilises tasakaalus hoidmise teel. Tänapäeval tuntakse mitmesuguse konstruktsiooniga aatomireaktoreid. 1954. a. lasti NSV Liidus esimesena maailmas käiku NSV Liidu Teaduste Akadeemia aatomielektrijaama reaktor, mis kujutab endast grafiitplaatidest ehitatud silindrilise kujuga sammast, mille diameeter on 3 m ja kõrgus 4,6 m. Samba tsentraalses piirkonnas on puuritud 157 vertikaalset kanalit, kuhu paigutatakse uraanist latid ja reaktsiooni reguleerimise vahendid. Reaktor on asetatud massiivsele terasplaadile ning ümbritsetud terasest kattega, 1 m paksuse veekihiga ja 3 m paksuse betoonseinaga reaktorist väljuvate ohtlikkude kiirguste neelamiseks. Pealt on reaktor kaetud massiivse malmplaadiga.

Reaktori keskmises — nn. aktiivses tsoonis, mille läbimõõt on 1,5 m ja kõrgus 1,7 m, on 128 kanalit, milles paiknevad silindrikujulised uraanist latid kogumassiga 560 kg. Kasutatav uraan on kunstlikult rikastatud U_{92}^{235} poolest, sisaldades viimast reaktsiooni intensiivsuse tõstmise eesmärgil 5% (loomuliku 0,7% asemel). Reaktsiooni kulgemise intensiivsuse reguleerimiseks kasutatakse 20 boorkarbiidist valmistatud reguleerimislatti. Boor neelab intensiivselt neutroneid. Seetõttu, asetades reguleerimislatid oma kanalites sügavamale, neelavad nad rohkem reaktsiooni käigus vabanevaid neutroneid, mille tulemusena reaktsioon aeglustub. Reaktsiooni kiirendamiseks tõstetakse reguleerimislatid kõrgemale.

Reaktorisse on võimalik paigutada ka mitmesuguseid teisi aineid. Et viimased intensiivse neutronse kiirguse abil muutuvad kunstlikkudeks radioaktiivseteks isotoopideks, siis saab reaktorit kasutada nende isotoopide ulatuslikuks tootmiseks.

Reaktorit läbib veetorustik, millest pumbatakse läbi destilleeritud vesi 100 at rõhul. Nii suure rõhu juures on vee keemistemperatuur 309° C, kuid vee läbivoolamise kiirus on reguleeritud selliselt, et vesi ei hakkaks keema, vaid soojeneks töötavas reaktoris 275° C-ni. Et aga reaktorit läbinud vesi muutub radioaktiivseks, siis otseselt seda auruturbiini käivitamiseks ei kasutata, vaid lastakse enne voolata läbi tavalise aurugeneraatori (katla) sisemusse paigutatud torustikust, kus ta annab saadud soojuse gene-

raatoris olevale veele ning suundub reaktorisse tagasi 190° C-ni jahtunult. Nii toimub soojuse ülekandmine kuuma vee tsirkulatsiooni abil reaktorist aurugeneraatorisse, milles olev vesi hakkab keema rõhul 12,5 at ning temperatuuril 255° C. Saadud aur paneb tööle auruturbiini, mille abil käivitatakse 5000 kW võimsusega vahelduvvoolu generaator. Äratöötanud aur kondenseerub veeks, mis omakorda pumbatakse kondensaatorist tagasi aurugeneraatorisse.

U_{92}^{235} kulu ööpäeva jooksul on ca 30 g, seega aastas kõigest 11 kg, mis oma ruumalalt veidi ületab 0,5 dm^3. Sama võimsusega, kivisöe kütusel töötavas soojuselektrijaamas tuleks selleks iga päev kulutada 100 tonni kivisütt (36 500 tonni aastas), mida tavaliselt tuleb kaugelt kohale vedada. Seega on ilmne, millist majanduslikku efekti pakub aatomielektrijaamade tegevusserakendamine ainuüksi kivisöe kulu ja transpordi kokkuhoiu näol.

1958. a. lasti käiku uue aatomielektrijaama esimene järk võimsusega 100 000 kW.

Aatomireaktoreid võib soojusgeneraatoritena kasutada ka transpordis. 1959. a. lasti käiku nõukogude jäälõhkuja «LENIN», mille veeväljasurve on 16 000 tonni. Aatomireaktorist saadava soojuse varal käivitatavate masinate koguvõimsus on 44 000 hj, avamerel arendatav kiirus 18 sõlme (ca 33 km/t). Kõige olulisemaks vooruseks on aga katkestamata sõidu kestus, mis võib tuumakütuse varusid täiendamata ulatuda kuni 2—3 aastani.

Tuumaenergia seadeldised ei vaja oma tegevuseks õhku, mistõttu nad on eriti soodsad kasutamiseks allveelaevadel. Ameerika Ühendriikides ongi ehitatud aatomallveelaevu. Tuumaenergia seadeldistel on suur tulevik ka lennuasjanduses. Planeetidevahelise ühenduse pidamiseks osutub vajalikuks mitmekümne miljoni kilovatini ulatuvate võimsustega reaktorite loomine. Aatomienergia kasutamine selles valdkonnas püstitab teaduse ees rea tõsiseid probleeme.

Aatomvedurid projekteeritakse liikuvate väikeste aatomelektrijaamadena, millistes gaasiturbiin pannakse pöörlema tuumareaktori torustikust väljuva kuumendatud gaasi abil; turbiini võlliga on ühendatud elektrigeneraator, mis toidab veduri veoseadeldisi. Niisuguste projektide realiseerimise raskused seisnevad gaasi valikus ja säilitamises, kasutatavate materjalide kuumuskindlusega ja korrosioonile vastupidavusega seotud küsimustes, samuti ka küllaldase kaitse loomises kiirguste eest.

Kapitalistlik majandussüsteem pole oma ületamatute vastuolude tõttu võimeline rakendama tuumaenergiat täisväärtuslikult loovas ülesehitustöös. Just see seletabki, miks niisugusel tehniliselt arenenud maal, nagu Ameerika Ühendriigid, lasti esimene aatomielektrijaam käiku alles 1957. a. Tänapäevani pole seal ehitatud ühtki aatomijäälõhkujat ja on valminud vaid üksainus aatomikütusel töötav kaubalaev.

Imperialistlikkude maade monopolistid kasutavad tuumaener-

gia kolossaalset võimsust šantaažiks ning ähvardavad selle abil rahu ja rahvaste julgeolekut kogu maailmas. Ameerika Ühendriikides on aatomireaktoreid võetud transpordis kasutusele vaid sõjalistel eesmärkidel.

Järjekindlalt viidi läbi katsetusi aatomirelvadega, mis on sisuliselt kõige julmemaks roimaks kogu inimkonna suhtes, sest aatomiplahvatuste toimel rikastub maakera atmosfäär pidevalt radioaktiivsete isotoopidega. Mõned nendest (Sr_{38}^{90}) on küllalt pika poolestusajaga, et põhjustada kõige tõsisemat ohtu inimeste tervisele, sest sattunud kas sissehingatava õhu kaudu või toiduainetega inimese organismi, ei lahku Sr_{38}^{90} sealt enam ainevahetuskäigus, vaid koguneb üha suuremates hulkades luudesse, kus pidevalt kiirates võib esile kutsuda nii pahaloomuliste kasvajate tekkimist kui ka raskeid geneetilisi muutusi järeltulevates põlvkondades. Vaatamata kõigile Nõukogude Liidu ettepanekutele aatomirelvade kasutamise keelamise ja nende katsetamise lõpetamise kohta ning isegi ühepoolsele loobumisele neist katsetusist, ei soovi imperialistlikud riigid nende katsetuste keelamist. Maksimaalsete kasumite saamine on nende riikide tegelikele võimukandjaile — suurkapitalistidele kallim kui kogu inimkonna tulevik.

Tuumaenergia probleem on kujukaks näiteks, kuidas kapitalistlikud tootmissuhted lämmatavad tootlikkude jõudude arengut.

Tuumaenergia rakendamine kogu inimühiskonna huvides on võimalik vaid sotsialismi tingimustes, kus tootmissuhted ei pidurda, vaid igati soodustavad tootlikkude jõudude arengut.

267. Termotuumareaktsioonid. Termotuumareaktsioonidel saadakse energiat mitte raskete elementide (U; Th; Pu — esinevad vähesel hulgal) tuumade jagunemisel, vaid ümberpöördult — kergete elementide tuumade liitumisel raskemate elementide tuumadeks (sünteesireaktsioonid). Need reaktsioonid võivad kulgeda vaid väga kõrgetel temperatuuridel (paarkümmend miljonit kraadi ja enam), mil lähteelementide tuumad omandavad väga suure kineetilise energia, mis lubab neil teineteisele sedavõrd läheneda, et nad tuumatungide toimel uueks raskemaks tuumaks liituvad. Selleks peavad nad aga lähenema teineteisele kauguseni $1{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm (tuumatungide mõjuraadius), ületades seejuures võimsaid elektrostaatilisi tõuketunge (tuumad on positiivselt laetud). Kui raskete tuumade jagunemisel vabanev energia saadakse elektrostaatiliste tõuketungide arvel, mis paiskavad laiali puruneva tuuma osi ja annavad neile suure kineetilise energia, siis sünteesireaktsioonidel saadakse energiat tuumatungide arvel.

Termotuumareaktsioonide teostumiseks vajalikud tingimused valitsevad Päikese ja tähtede sisemuses, kus temperatuurid võivad ulatuda mõnesaja miljoni kraadini. Tohutud energiahulgad, mida Päike oma pinnalt vahetpidamata välja kiirgab, tekivad just pidevalt kulgeva termotuumareaktsiooni käigus, kus vesiniku

tuumade liitumisel neutronite juuresolekul tekivad heeliumi tuumad.

Maapealsetes tingimustes on osutunud võimalikuks teostada termotuumareaktsiooni vaid vesinikupommide plahvatuste näol. Selgus, et kõige hõlpsamini (kõige madalamate temperatuuride juures) teostub vesiniku raskemate isotoopide — deuteeriumi ja triitiumi tuumade liitumine heeliumi tuumadeks:

$$H_1^2 + H_1^3 \rightarrow He_2^4 + n_0^1.$$

Selle reaktsiooni teostumiseks vajalik temperatuur (üle 10 miljoni kraadi) saadakse aatomipommi plahvatusel, mis paigutatakse vesinikupommi sisse nii öelda «sütikuna». Pommi «lõhkeaineks» aga on deuteeriumi ja triitiumi segu.

Seni on õnnestunud tekitada vaid plahvatuselist — mittejuhitavat termotuumareaktsiooni. Kaasaja füüsika üheks põhilisemaks ülesandeks on teostada juhitavaid termotuumareaktsioone. Tõepoolest, tsivilisatsiooni arenguga hakati kasutama üha rohkem ja rohkem looduslikke kütteaineid — kivisütt, naftat, gaasi jne. Viimasel ajal on nende kasutamine võtnud niivõrd suure ulatuse, et on kerkimas probleem, millise energia arvel edasi arendada tootmist, kui kütteainete varud maakeral hakkavad lõpule jõudma? Aatomireaktorite kasutuselevõtmine soojusgeneraatoritena on küll küttevarude tõhusaks täienduseks, kuid ka jagunevate materjalide (U; Th) hulk maakeral ei ole eriti suur. Praegu teada olevad uraani ja tooriumi varud on energeetilise ekvivalendi mõttes umbes 20 korda suuremad kui põletisainete varud maakeral.

Kui aga õnnestuks teostada juhitavat termotuumareaktsiooni, siis arvesse võttes deuteeriumi ammendamatuid varusid maakeral (veekogudes) ja küllaltki hõlpsaid võimalusi triitiumi tootmiseks liitiumist [1], langeks inimkonnal energiaressursside probleem päevakorralt üldse ära.

Käesoleval ajal pole termotuumareaktsioonide juhitavuse probleem veel lahendatud, kuigi mõned teed selles suunas on juba leitud. Eriti märkimisväärne töö sel alal on tehtud nõukogude füüsikute L. Artsimovitši ja M. Leontovitši poolt. Põhilised raskused juhitava termotuumareaktsiooni teostamisel on järgmised. Deuteeriumi ja triitiumi segu tuleb viia 10—20 miljoni kraadilise temperatuurini, s. t. temperatuurini, mis valitseb tähtede sisemuses, kuid mida pole ialgi veel osutunud võimalikuks saavutada laboratoorsetes tingimustes. Teiselt poolt — kui olekski võimalik saavutada niivõrd kõrget temperatuuri, siis peaksid seadmed, milles nii kõrgetemperatuuriline gaas asub, silmapilkselt aurustuma, s.t. seadmed ise ei võimalda nii kõrge temperatuuri tekitamist.

---

[1] Triitiumi toodetakse aatomireaktorites, kus liitiumi kiiritatakse neutronitega: $Li_3^6 + n_0^1 \rightarrow He_2^4 + H_1^3$.

L. Artsimovitši ja M. Leontovitši katseis kasutati võimsaid lühiajalisi vooluimpulsse (500 000 A; 40 kV) läbi hõrendatud deuteeriumiga (0,1 mm) täidetud gaaslahendustoru. Sel teel saavutati temperatuure, mida hinnatakse 5 miljonile kraadile. Samas teostus termoisolatsioon (kuuma gaasi eraldamine kokkupuutest toruseintega), vastavalt nõukogude füüsikute A. Sahharovi ja I. Tamme teoreetilistele kaalutlustele, täiesti automaatselt. Voolu poolt tekitatav magnetiväli surub täielikult ioniseeritud kuuma gaasi kokku kitsaks paelaks toru keskele, vältides seega tema kokkupuutumist toru seintega.

Siiski ei ole sel teel õnnestunud termotuumareaktsiooni esile kutsuda, sest temperatuur 5 miljonit kraadi osutus selleks liiga madalaks.

Vastavaid uurimisi jätkatakse nii kirjeldatud suunas kui ka mõnel teisel viisil.

268. Kosmiline kiirgus. Kosmilise kiirguse all tuntakse korpuskulaarset kiirgust, mis langeb Maale maailmaruumist. Selle kiirguse päritolu ei ole seni veel rahuldavalt selgitatud, kuid kiirguse fakt ise on väljaspool kahtlust: on olemas osakeste vool, mis maailmaruumist tulles langeb igast suunast Maa atmosfääri ülemistesse kihtidesse. See on nn. primaarne kosmiline kiirgus. Atmosfääris põrkavad primaarse kiirguse osakesed kokku õhu koosseisu kuuluvate molekulidega, mille tagajärjel tekivad uued, nn. sekundaarsed osakesed. See on sekundaarne kosmiline kiirgus. Kosmilise kiirguse intensiivsus (s. o. ajaühikus pindalaühikule langevate osakeste arv) on üsna väike (20 km kõrgusel, kus intensiivsus on kõige suurem, umbes 20 osakest/min.cm^2), kuid osakeste energia ja ühes sellega nende läbitungimisvõime on üldiselt väga suur.

Kosmiline kiirgus avastati käesoleva sajandi algul tema poolt tekitatava õhu ionisatsiooni järgi. Juba ammu olid teada mitmed õhu ioniseerimise põhjused, näiteks Päikese ultravioletne kiirgus, radioaktiivsete ainete kiirgus jt. Kui neid põhjusi püüti võimalust mööda kõrvaldada, ümbritsedes ionisatsioonikambri paksu tinavoodriga, siis selgus, et kuigi ionisatsioon väheneb, ei kao ta mitte täiesti. See näitas veel ühe senitundmata ioniseeriva teguri olemasolu. Edasised katsed ionisatsiooni mõõtmiseks erinevatel kõrgustel maapinnast (Gockel ja Hess, 1909—1911) näitasid, et umbes kuni 1000 m kõrguseni ionisatsioon kahaneb, siis aga hakkab kasvama. Nii on umbes 5000 m kõrgusel ionisatsioon kolm korda suurem kui maapinnal. Ionisatsiooni esialgne vähenemine viitab ilmselt sellele, et osa ioniseerivast kiirgusest pärineb maapinnast (selle allikaks on maapinnas väga vähesel hulgal leiduvad radioaktiivsed ained). Seevastu ionisatsiooni edasine suurenemine kõrgusega näitab, et on olemas mingi ioniseeriv kiirgus, mis tuleb ülalt. See ongi kosmiline kiirgus.

Kosmilise kiirguse edasisel uurimisel võeti peale ionisatsioonikambri tarvitusele veel rida teisi, täiuslikumaid vaatlus- ja mõõte-

riistu. Wilsoni kamber võimaldas jälgida üksikute laetud kosmiliste osakeste trajektoore. Nõukogude füüsik D. Skobeltsõn kasutas esimesena (1927. aastal) Wilsoni kambrit, mis oli paigutatud tugevasse magnetivälja. See katseseade võimaldas mõõta kosmiliste osakeste energiat. Osutus, et see on väga suur, ulatudes sageli sadadesse miljonitesse elektronvoltidesse. Teise võimsa vahendina leidis kosmilise kiirguse uurimisel laialdast rakendamist osakeste loendaja. Eriti viljakaks osutus ühtelangemisskeemi lülitatud kahe või enama loendaja kasutamine. Selline skeem registreerib kahe või enama osakese üheaegset läbiminekut mitmest eri kohas asetsevast loendajast. See meetod osutus otstarbekaks nn. valangute uurimisel sekundaarses kosmilises kiirguses.

Esmakordselt vaatles valanguid (1929. a.) D. Skobeltsõn Wilsoni kambri abil. Valangu all mõistetakse nähtust, kus üheaegselt tekib suur hulk kosmilisi osakesi, mis ülalt alla liikudes katavad korraga suurema või väiksema pindala. Valangud tekivad sagedamini mingis tihedamas aines, näiteks tinas. Valangu pindala ehk ristlõige atmosfääris on mõnikord väga suur (mitu km^2). Niisuguseid valanguid nimetatakse laiadeks atmosfäärilisteks valanguteks. Nad on avastatud Auger' poolt 1938. aastal. Mida suurem on valangu ristlõige, seda suurem on üldiselt ka osakeste arv temas. Laias valangus võib osakeste arv ulatuda mitme miljonini.

Valangute olemasolu näitab, et primaarsete kosmiliste osakeste energia peab olema veelgi palju suurem sekundaarsete osakeste energiast, sest valangusse kuuluvate osakeste üheaegne ilmumine viitab nende ühtsele päritolule. Valangu tekitanud primaarse osakese energia peab seega olema võrdne kõigi valangusse kuuluvate osakeste energiate summaga või ületama selle.

Kosmilise kiirguse uurimise põhiprobleem on kahesugune: esiteks, primaarse kiirguse päritolu ja koosseis; teiseks, primaarse kiirguse toimel Maa atmosfääris toimuvad protsessid ning sekundaarse kiirguse koosseis.

Jättes kõrvale seni lõplikult lahendamata küsimuse primaarse kiirguse päritolu kohta, vaatleme tema koosseisu. Seegi küsimus on üsna komplitseeritud, sest tema täpsem uurimine nõuab vaatluste teostamist väga suurtel kõrgustel. Pikaajaliste uurimiste tulemusena selgus, et primaarne kiirgus koosneb (rõhuvas enamuses) prootonitest ja teistest aatomituumadest. Prootonid moodustavad umbes $^2/_3$ osakeste koguarvust, heeliumi tuumad umbes $^1/_4$, ülejäänud osa kuulub aga raskematele tuumadele. Primaarse kiirguse koosseisu selgitamisel kuulub otsustav osa rühma nõukogude teadlaste (S. Vernovi ja tema kaastööliste) poolt aastatel 1948—1949 sooritatud töödele. Täiendavaid uurimisi teostatakse tänapäeval kõrgrakettide ja Maa kunstlike kaaslaste abil. On võimalik, et need uurimised täpsustavad meie praegusi teadmisi primaarse kiirguse koosseisu kohta.

Sekundaarse kiirguse uurimisel selgus juba suhteliselt varakult, et see kiirgus koosneb kahest põhikomponendist: pehmest ja kalgist. Pehme komponent on see, mis peaaegu täiesti neeldub 10 cm paksuses tinakihis. Kalgil komponendil on aga palju suurem läbitungimisvõime, nii et tema olemasolu võib kindlaks teha isegi mitmesaja meetri paksuse vee- või pinnasekihi all. Edasisel uurimisel selgus, et pehme komponent koosneb elektronidest, positronidest ja footonitest. Kui mõni neist osakestest omab küllalt suurt energiat, siis võib ta tekitada teisi (elektron või positron võib kiirata footoni, footon omakorda võib muunduda elektron-positronpaariks); viimased jälle tekitavad uusi osakesi jne. Niiviisi kasvab järk-järgult osakeste arv ja tekib valang. Just valangute tekkimine põhjustab suurel määral nende osakeste kiire neeldumise aines. Seda liiki valanguid, mis esinevad pehmes komponendis, nimetatakse elektromagnetilisteks valanguteks.

Kalgi komponendi uurimisel leiti, et maapinna läheduses koosneb see komponent põhiliselt eriliiki uutest osakestest, nn. μ-mesonitest. μ-mesonid on alati laetud, omades kas positiivset või negatiivset elementaarlaengut. Nende mass on umbes 206 korda suurem elektroni massist. Seetõttu on footoni kiirgamine nende poolt palju väiksema tõenäosusega kui footoni kiirgamine elektroni poolt. Samuti kaotavad μ-mesonid vähem energiat aine aatomite ioniseerimisele. Sellega ongi seletatav nende suur läbitungimisvõime. μ-mesonite olemasolu tehti eksperimentaalselt kindlaks 1938. aastal (C. Andersoni ja S. Neddermeyeri poolt), mil saadi esimesed ülesvõtted nende trajektooridest Wilsoni kambris.

μ-mesonid osutusid ebastabiilseteks osakesteks. Nad lagunevad keskmiselt $2 \cdot 10^{-6}$ s vältel elektroniks (või positroniks) ja kaheks neutriinoks. Juba see ebastabiilsuse fakt üksi näitab, et μ-mesonid kuuluvad sekundaarsete osakeste hulka.

Vaatleme edasi sekundaarsete osakeste tekkimise mehhanismi. See probleem osutus üheks kõige raskemaks kosmilise kiirguse uurimise ajaloos. Esimeseks määravaks sammuks selle probleemi lahendamisel oli uute ebastabiilsete osakeste — nn. π-mesonite avastamine sekundaarsete kosmiliste kiirte koosseisus suurtel kõrgustel (S. Powell, Ch. Lattes ja G. Occhialini, 1947). Laetud π-mesonite mass on umbes 273 korda suurem elektroni massist ja nende eluiga on umbes $2 \cdot 10^{-8}$ s. Nad lagunevad μ-mesoniks ja neutriinoks. On olemas ka neutraalsed π-mesonid, mille mass on umbes 264 korda suurem elektroni massist. Need on väga lühikese elueaga ja lagunevad footoniteks. Erinevalt μ-mesonitest reageerivad π-mesonid tugevasti aatomituumadega. Põrgates kokku mõne tuumaga, võivad nad kergesti neelduda tuumas ja tekitada tuuma plahvatusetaolise lagunemise. Ise tekivad π-mesonid samuti suure energiaga aatomituumade kokkupõrgete puhul, näiteks primaarse kosmilise osakese kokkupõrkel mõne atmosfääris leiduva aatomi tuumaga.

Sedalaadi protsesside uurimisel, kus tähtsat osa etendavad

π-mesonid, osutus väga viljakaks veel üks eksperimentaalne meetod, mille leiutasid 1927. aastal nõukogude teadlased Mõssovski ja Ždanov. See seisneb paksude fotoemulsioonikihtide eksponeerimises uuritavas ioniseerivas kiirguses. Ioniseerivad osakesed, läbides emulsioonikihti, ergutavad nende teel asetsevaid halogeenhõbeda terakesi, nii et pärast ilmutamist võib emulsioonis mikroskoobi all näha osakese trajektoori jälge kui mustade terakeste ahelikku. Seega sarnaneb see meetod Wilsoni kambri meetodiga, kuid omab viimasega võrreldes mõningaid olulisi eeliseid.

Kombineerides emulsioonikihtide meetodit teiste meetoditega, on viimasel ajal põhjalikult uuritud sekundaarse kosmilise kiirguse koosseisu suurematel kõrgustel. See uurimine kestab tänapäevalgi. Peale π-mesonite avastati terve rida teisi mesoneid (umbes 965 korda elektronmassist suurema massiga) ja samuti osakesi, mille mass ületab prootoni massi (nn. hüperone). Kõik need uued osakesed, nagu π-mesonidki, tekivad primaarsete kosmiliste osakeste kokkupõrgetel aatomituumadega. Kõik nad on ebastabiilsed ja reageerivad suuremal või vähemal määral tuumadega. Väärib märkimist, et tänapäeval tekitatakse kõiki neid uusi osakesi kunstlikult suurte kiirendajate abil (näiteks maailma suurima — Nõukogude sünkrofasotroni abil).

Pärast seda, kui oli selgunud sekundaarse kosmilise kiirguse koosseis ja sellesse kiirgusse kuuluvate osakeste omadused, hakkas kujunema ka üldine pilt sekundaarsete osakeste tekkimisest ning arenemisest. Eriti tähtsa panuse selle küsimuse lahendamiseks andis 1949. a. rühm nõukogude teadlasi (D. Skobeltsõn, N. Dobrotin, G. Zatsepin ja teised). Need füüsikud põhjendasid nn. elektrontuumalise valangu mõiste, mis osutus keskseks mõisteks Maa atmosfääris primaarse kosmilise kiirguse toimel kulgevate protsesside tõlgendamisel.

Kujutame mõttes ette suure energiaga primaarse osakese (näiteks prootoni) sattumist Maa atmosfääri. Oma teel ioniseerib see osake atmosfääri aatomeid, lüües neist välja elektrone. Nii tekib üks osa sekundaarse kiirgusega elektronsest (s. o. pehmest) komponendist. Varem või hiljem aga võib primaarne prooton kokku põrgata mõne aatomituumaga. Tulemuseks on tavaliselt tuuma lagunemine mitmeks tükiks, kusjuures võivad tekkida π-mesonid ning harvemini ka teised mesonid ja hüperonid. Kõik need lagunemisproduktid on omakorda tuum-aktiivsed osakesed, s. t. et juhul, kui nende energia on ikka veel küllalt suur, võivad nad tekitada uusi analoogilisi tuumaplahvatusi. Nii toimub laviinitaoline osakeste paljunemine — ehk teiste sõnadega — nii tekib tuum-aktiivsete osakeste valang. Sellise valangu mehhanism erineb ilmselt elektromagnetilise valangu mehhanismist. Tuum-aktiivsete osakeste valang areneb niikaua, kuni jätkub energiat, s. o. kuni viimastena tekkinud osakeste energiast ei piisa enam uute tuumaplahvatuste tekitamiseks. Valangusse kuuluvad π-mesonid, mis

μ-mesoniteks lagunedes annavad sekundaarse kiirguse kalgi komponendi.

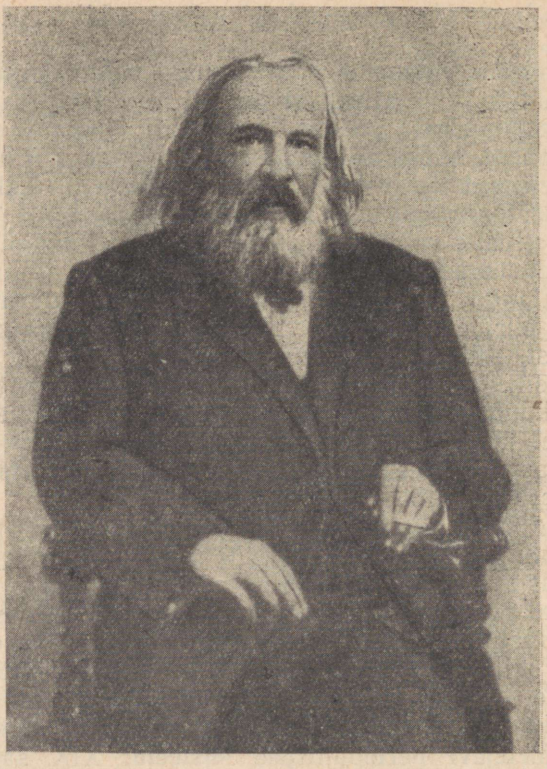
Kuid tuumaline valang ei arene kunagi puhtal kujul nii, nagu eespool kirjeldatud. Paralleelselt niisuguse valangu arenemisega tekib ka elektronidest, positronidest ning footonitest koosnev pehme komponent, milles siin-seal võivad tekkida n. ö. «kohalikud» elektromagnetilised valangud. Selle komponendi tekkimist põhjustab peamiselt neutraalsete π-mesonite lagunemine footoniteks. Elektromagnetilised valangud, arenedes suure tuumalise valangu taustal, moodustavad koos viimasega ühe terviku — nn. elektron-tuumalise valangu. Elektrontuumalise valangu suurus võib kõikuda laiades piirides, olenevalt valangut tekitanud primaarse osakese energiast. Küllalt suure energia korral arenevad mitme km^2 suuruse ristlõikega valangud, millest rääkisime eespool. Et kõik valangusse kuuluvad osakesed on geneetiliselt seotud, ilmuvad nad võrdsetel kõrgustel, kuid erinevais kohtades üheaegselt või peaaegu üheaegselt. See asjaolu võimaldabki avastada valanguid ühtelangemisskeemi abil.

Kosmiliste kiirte uurimine on andnud väga palju uut materjali struktuuri tundmaõppimisel. Peamine iseärasus, miks kosmiline kiirgus osutus teadmiste allikana asendamatuks, on see, et kosmilised osakesed on sageli ülisuure energiaga, mida kunstlikult polnud seni võimalik tekitada. Alles kõige viimasel ajal on ehitatud kiirendajaid, mille poolt osakestele antav energia küünib kosmiliste osakeste energia tasemele. See võimaldab laboratoorselt reprodutseerida osa kosmilises kiirguses toimuvaid protsesse.

269. Mendelejevi perioodilisuse süsteem. XIX sajandi vene teaduse hiilgavaimaks saavutuseks oli elementide perioodilisuse süsteemi koostamine D. I. Mendelejevi poolt.

Mendelejevi tegevuse alguseks Peterburi Ülikoolis keemiakateedri juhatajana tunti üldse ainult 63 elementi. Elemente vaadeldi sel ajal tavaliselt materjali juhuslikkude avaldusvormidena, mille vahel puudub igasugune seos ning seetõttu ka elementide kindel järjestus. Kuid Mendelejev oli veendunud, et on olemas mingi esialgu veel avastamata side väliselt erinevate elementide vahel, mingi ühine seadus, millele alluvad kõik elemendid. Ta oli veendunud, et on olemas mingi põhiomadus, mis määrab ära elementide sarnasuse või erinevuse. Selliseks ühiseks omaduseks võis Mendelejevi arvamuse kohaselt olla *aatomkaal*. Kaheaastase pingsa töö tulemusena õnnestus tal luua süsteem, mille aluseks on *elementide põhimiste omaduste perioodiline kordumine* ja mida seetõttu nimetataksegi *perioodilisuse süsteemiks*.

Raskused sellise süsteemi loomisel seisid selles, et kuigi võidi olla täiesti veendunud, et terve rida elemente on veel avastamata, ei olnud siiski võimalik ette öelda, millise «järjekorranumbri» need avastamata elemendid pidid saama, kas üle 63 või kusagil 1 ja 63 vahel. Mendelejevi vaimusuurus ilmneski selles, et ta nägi ette,



Dmitri Ivanovitš Mendelejev

millistes kohtades perioodilisuse süsteemi tabelisse tuli jätta vabad kohad edaspidi avastatavate elementide jaoks. Kõiki neid vabu kohti ei jätnud Mendelejev siiski tühjaks. Terve rea neist täitis ta enda poolt «väljamõeldud» elementidega, s. t. ennustas ette, et kui vastav element avastatakse, siis saab see endale kindla — tema poolt ettemääratud — järjekorranumbri. Ühtlasi ennustas ta ette nende elementide omadusi, s. t. aatomkaalu, erikaalu, agregaatoleku ja isegi ühendeid, milliseid nad annavad. Neid elemente nimetas ta e k a - e l e m e n t i d e k s, näiteks eka-alumiinium (kr. k. *eka* — üks; alumiinium +1), eka-siliitsium, eka-boor.

D m i t r i I v a n o v i t š M e n d e l e j e v (1834—1907) sündis Tobolskis ja lõpetas sealsamas gümnaasiumi 1849. a. Kõrgema hariduse sai ta Peterburi Pedagoogilises Instituudis, mille lõpetas 1854. a. kuldmedaliga. Töötanud lühemat aega gümnaasiumiõpetajana Odessas, asus Mendelejev tööle Peterburi Ülikooli. Pärast magistriväitekirja kaitsmist komandeeriti (1859) ta kaheks aastaks välismaale (Heidelbergi) töötama tuntud teadlaste Bunseni ja Kirchhoffi juurde, kus teostas mitu uurimistööd.

Pöördunud tagasi kodumaale, asus Mendelejev Peterburi, kus töötas profes-

sorina Peterburi Tehnoloogilises Instituudis (1863), Peterburi Ülikoolis (1866) ja teistes kõrgemates õppeasutustes. Konflikti tõttu reaktsioonilise haridusministriga oli ta 1890. a. sunnitud Peterburi Ülikoolist lahkuma. Hiljem (1898) määrati ta Vene Mõõtude ja Kaalude Büroo juhatajaks, millisel kohal töötas kuni surmani (2. veebr. 1907).

Mendelejevi surematuks teeneks on elementide perioodilisuse süsteemi koostamine. Fr. Engels oma «Looduse dialektikas» annab selle kohta järgmise hinnangu: «Mendelejev saatis teaduse alal korda vägiteo, mida võib julgesti kõrvutada Leverrier' avastusega, kes arvutas senitundmatu planeedi Neptuni orbiidi.» Peale selle kuulub Mendelejevile terve rida tähtsaid uurimusi füüsika, keemia ja metroloogia alalt.

1861. a. avastas Mendelejev pindpinevuse nähtuse uurimisel vedelikkude nn. «absoluutse keemise temperatuuri», s. o. kriitilise temperatuuri, mille puhul vedelike pindpinevus muutub nulliks ja vedeliku omadused ühtivad gaaside omadustega.

Palju on Mendelejev töötanud ka kodumaa tööstuse arendamise probleemide kallal (kivisöe gaasistamine, Doni, Karaganda ja Kuznetski basseinide ärakasutamine jt.). Suurem osa neist probleemidest jäigi tsaari-Venemaal lahendamata; need lahendati alles nõukogude korra tingimustes.

Suurt tähelepanu osutas Mendelejev ka metroloogiale, eriti täpsete kaalumismeetodite väljatöötamisele.

Toome võrdluseks eka-siliitsiumi. Mendelejev ennustas, et see element peab olema värvuselt tumehall, aatomkaaluga umbes 72 ja erikaaluga umbes 5,5. Selle elemendi hapend pidi olema raskesti sulav aine erikaaluga 4,7 ning ühend klooriga pidi olema erikaaluga 1,9. Tõepoolest avastas saksa õpetlane Winkler 1885. aastal uue, värvuselt tumehalli elemendi — germaaniumi — mille aatomkaal oli 72,73 ja erikaal 5,47. Selle elemendi ühend hapnikuga oli raskesti sulav ning erikaaluga 4,7, klooriga aga andis ta ühendi, mille erikaal oli 1,887. Parimat kooskõla ei saa lootagi. Ka kõikide teiste avastatud eka-elementide omadused langesid Mendelejevi poolt ennustatud omadustega suurepäraselt ühte.

Tuleb tähendada, et praeguseks ajaks väljakujunenud elementide perioodilisuse süsteem teatud määral erineb Mendelejevi poolt esialgselt esitatud süsteemist.

Võtame süstemaatiliselt kokku mõningad põhilised tõsiasjad, mis iseloomustavad elementide perioodilisuse süsteemi.

a) Kõik elementide vesinikust uraanini paiknevad 9 rühmas — I-st VIII-ni, millele järgneb nn. nullrühm, kuhu kuuluvad üheaatomilised inertsed gaasid, mis tavalistel tingimustel ei ühine teiste elementidega. 7 esimest rühma jagunevad alarühmadeks a ja b. Kõik samas alarühmas olevad elementide on oma keemiliste omaduste poolest üksteisele eriti lähedased.

b) Peale elementide jaotamise vertikaalseteks rühmadeks ja alarühmadeks, on kõik elementide veel rühmitatud 7 horisontaalseks perioodiks.

6. perioodi kuuluvad lantanoidid ehk haruldased muldmetallid paigutatakse tavaliselt eraldi tabeli alla, sest nende mahutamine ühte lahtrisse on liiga tülikas.

c) Kui vaadelda elemente vastavalt kasvavatele järjekorranumbritele, siis igas perioodis elementide sarnased keemilised omadused korduvad. Siit tulenebki nimetus perioodilisuse süsteem.

d) Mõned alarühmad on erinimetustega. Nii näiteks alarühma I a, kuhu kuuluvad Li, Na, K, Rb ja Cs, nimetatakse leelismetallide rühmaks. Alarühma II a, kuhu kuuluvad Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra, nimetatakse leelismuldmetallide rühmaks.

Rühma III, kuhu kuuluvad Al ja haruldased mullad, nimetatakse muldade rühmaks. Rühm VII b, kuhu kuuluvad F, Cl, Br, J ja At, kannab halogeenide (soolasünnitajate) rühma nimetust. 0-rühma moodustavad inertsed gaasid He, Ne, Ar, Xe, Kr ja Rd.

e) Kui jälgida elementide perioode kasvavate järjekorranumbrite suunas, siis selgub, et peaaegu alati kasvab järjekorranumbri suurenedes ka elemendi aatomkaal. Ainult tabeli neljas kohas leiame, et järjekorranumbri suurenedes 1 võrra aatomkaal väheneb, nimelt

Ar_{18}	. . . 39,94	Co_{27}	. . . 58,94	Te_{52}	. . . 127,61	Th_{90}	. . . 232,05
K_{19}	. . . 39,10	Ni_{28}	. . . 58,68	J_{53}	. . . 126,92	Pa_{91}	. . . 231.

Neid erandeid ei osatud algul seletada, kuid kaasaegne õpetus isotoopidest selgitas nende tekkimise põhjused. Ühtlasi suutis kaasaegne füüsika, toetudes tuuma ja elektronkatte struktuuri iseärasustele, seletada palju teisigi küsimusi, mis on seotud elementide perioodilisuse süsteemiga.

Tähtsamaid füüsikalisi konstante

1.	Gravitatsioonikonstant	$G = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ dn cm^2 g^{-2}
2.	Raskuskiirendus (standardne)	$g_0 = 980{,}665$ cm · s^{-2}
		$g_{45} = 980{,}616$ cm · s^{-2}
3.	Liiter	$V_0 = 1000{,}028$ cm^3
4.	Normaalne õhurõhk	$P_0 = 760$ mm Hg $= 1{,}033$ at
5.	Jää sulamistemperatuur absoluutse skaala järgi	$T_0 = 273{,}16°$ K
6.	Ühe mooli gaasi ruumala normaaltingimustel (0° C; P_0)	$V_0 = 22{,}4146 \cdot 10^3$ cm^3 · atm · mool^{-1} = $= 22{,}4140$ l · atm · mool^{-1}
7.	Soojuse mehaaniline ekvivalent	$J_{15} = 4{,}1855$ J · cal$_{15}^{-1}$
8.	Gaasi universaalkonstant	$R_0 = 8{,}313 \cdot 10^7$ erg · kraad^{-1} · mool^{-1}
		$R_0 = 1{,}9865$ cal$_{15}$ · kraad^{-1} · mool^{-1}
		$R_0 = 0{,}0821$ l · atm · kraad^{-1} · mool^{-1}
9.	Konstantide korrutis	$R_0T = 2{,}27115 \cdot 10^{10}$ erg · mool^{-1}
10.	Avogadro arv	$N = 6{,}025 \cdot 10^{23}$ mool^{-1}
11.	Molekulide arv 1 cm^3-is normaaltingimustel	$L = 2{,}687 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}
12.	Faraday konstant	$F = 96481$ C · g = ekv^{-1}
13.	Valguse kiirus vaakuumis	$c = 2{,}99776 \cdot 10^{10}$ cm · s^{-1}
14.	Füüsikalise ja keemilise aatomkaalude skaala ühikute suhe	$r = 16{,}00435 : 16 = 1{,}00027$
15.	Elektroni mass	$m = 9{,}106 \cdot 10^{-28}$ g $= 5{,}4847 \cdot 10^{-4}$ mü *
16.	Prootoni mass	$M_p = 1{,}6724 \cdot 10^{-24}$ g $= 1{,}0081$ mü
17.	Neutroni mass	$M_n = 1{,}6738 \cdot 10^{-24}$ g $= 1{,}0089$ mü
18.	Vesinikuaatomi mass	$M_H = 1{,}6733 \cdot 10^{-24}$ g $= 1{,}00812$ mü
19.	α-osakese mass	$M_\alpha = 6{,}644 \cdot 10^{-24}$ g $= 4{,}00390$ mü
20.	Vesinikuaatomi massi ja elektroni massi suhe	$\frac{M_H}{m} = 1837{,}5$
21.	Prootoni massi ja elektroni massi suhe	$\frac{M_p}{m} = 1836{,}5$
22.	Neutroni massi ja elektroni massi suhe	$\frac{M_n}{m} = 1839{,}5$
23.	Boltzmanni konstant	$k = 1{,}380 \cdot 10^{-16}$ erg · kraad^{-1}
24.	Konstant Stefani-Boltzmanni seadusest	$\sigma = 5{,}735 \cdot 10^{-5}$ erg · cm^{-2} · kraad^{-4} · s^{-1}
25.	Konstant Wieni nihkeseadusest	$\lambda_{max} \cdot T = 0{,}2897$ cm · kraad
26.	Plancki konstant	$h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ erg · s
27.	Energiale 1 eV vastab	$1{,}6020 \cdot 10^{-12}$ ergi
28.	1 mü vastab	931,04 MeV
29.	Elektroni massile vastab	0,5108 MeV

* mü — aatomi massiühiku $\left(\frac{1}{16} O_8^{16}\right.$ massist $= 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ g$\left.\right)$ tähis.

Periood	I rühm a	I rühm b	II rühm a	II rühm b	III rühm a	III rühm b	IV rühm a	IV rühm b	V rühm a	V rühm b
1	1H Vesinik 1,008									
2	3Li Liitium 6,94		4Be Berüllium 9,013		5B Boor 10,82		6C Süsinik 12,011		7N Lämmastik 14,008	
3	11Na Naatrium 22,997		12Mg Magneesium 24,32		13Al Alumiinium 26,98		14Si Räni 28,06		15P Fosfor 30,98	
4	19K Kaalium 39,1		20Ca Kaltsium 40,08		21Sc Skandium 44,96		22Ti Titaan 47,90		23V Vanaadium 50,95	
		29Cu Vask 63,54		30Zn Tsink 65,38		31Ga Gallium 69,72		32Ge Germaanium 72,60		33As Arseen 74,91
5	37Rb Rubiidium 85,48		38Sr Strontsium 87,63		39Y Ütrium 88,92		40Zr Tsirkoonium 91,22		41Nb Nioobium 92,91	
		47Ag Hõbe 107,88		48Cd Kadmium 112,41		49In Indium 114,76		50Sn Inglistina 118,70		51Sb Antimon 121,76
6	55Cs Tseesium 132,91		56Ba Baarium 137,36		57La Lantaan 138,92		72Hf Hafnium 178,6		73Ta Tantaal 180,95	
		79Au Kuld 197,0		80Hg Elavhõbe 200,61		81Tl Tallium 204,39		82Pb Seatina 207,21		83Bi Vismut 209,00
7	87Fr Frantsium 223		88Ra Raadium 226,05		89Ac Aktiinium 227		(Th)		(Pa)	

Lantanoi

58Ce Tseerium 140,13	59Pr Praseodüüm 140,92	60Nd Neodüüm 144,27	61Pm Promeetium 147	62Sm Samaarium 150,1	63Eu Euroopium 152,0	64Gd Gadoliinium 156,9

Aktinoi

90Th Toorium 232,05	91Pa Protaktiinium 231	92U Uraan 238,07	93Np Neptuunium 237	94Pu Plutoonium 244	95Am Ameriitsium 243	96Cm Küürium 250

SÜSTEEM

VI rühm a	VI rühm b	VII rühm a	VII rühm b	VIII rühm			0 rühm
							2 **He** Heelium 4,003
8 **O** Hapnik 16,0000		9 **F** Fluor 19,00					10 **Ne** Neoon 20,183
16 **S** Väävel 32,066		17 **Cl** Kloor 35,457					18 **Ar** Argoon 39,944
24 **Cr** Kroom 52,01		25 **Mn** Mangaan 54,94		26 **Fe** Raud 55,85	27 **Co** Koobalt 58,94	28 **Ni** Nikkel 58,69	
34 **Se** Seleen 78,96		35 **Br** Broom 79,916					36 **Kr** Krüptoon 83,8
42 **Mo** Molübdeen 95,95		43 **Tc** Tehneetsium 98		44 **Ru** Ruteenium 101,1	45 **Rh** Roodium 102,91	46 **Pd** Pallaadium 106,7	
52 **Te** Telluur 127,61		53 **J** Jood 126,92					54 **Xe** Ksenoon 131,3
74 **W** Wolfram 183,92		75 **Re** Reenium 186,31		76 **Os** Osmium 190,2	77 **Ir** Iriidium 192,2	78 **Pt** Plaatina 195,23	
84 **Po** Poloonium 209		85 **At** Astatiin 210					86 **Rn** Radoon 222
(U)							

d i d

65 **Th** Terbium 158,9	66 **Dy** Düsproosium 162,46	67 **Ho** Holmium 164,94	68 **Er** Erbium 167,2	69 **Tu** Tuulium 168,9	70 **Yb** Üterbium 173,04	71 **Lu** Luteetsium 174,99

d i d

97 **Bk** Berkelium 247	98 **Cf** Kalifornium 251	99 **Es** Einsteinium 254	100 **Fm** Fermium 253	101 **Md** Mendelevium > 256	102 **No** Nobeelium > 253

REGISTER

A

Aatomireaktor 415
Abelson 411
Aberratsioon, jääk- 253
— kromaatiline 253
— sfääriline 253
Absoluutselt must keha 328
Adaptatsioon 258
Agooniline joon 103
Akommodatsioon 256
Akromaatiline prisma 313
Aktiiniumi rida 391
Aktinomeeter 338
Akumulaator 89
— raudnikkel- 95
— seatina- 93
α-kiirgus 386
β-kiirgus 386
γ-kiirgus 386
Alaldaja 51, 166
— germaanium- 166
— kuiv- 166
— seleen- 166
Alalisvool 50
Amper 49
Ampère'i seadus 116
Ampermeeter 50
Ampersekund 47
Ampertund 96
Analüsaator 302
Anderson 35, 401, 421
Anioon 78
Anood 78
Antenn 214
Antikatood 366
Antineutron 404
Antiprooton 404
Arkadjev 300
Arkadjevi katsed 299
Arrhenius 79
Artsimovitš 418
Arsonvalisatsioon 201
Astigmatism 254
Aston 398
Astoni mass-spektrograaf 398
Auger 420
Avatud võnkering 202
Avogadro arv 83

B

Baariumtitanaat 42
Balmer 361
Balmeri seeria 363
Becker 400
Becquerel 391
Beeri seadus 327
Biot 109
Biot'-Savart'i seadus 109
Blackett 399
Boguslavski 188
Boguslavski-Langmuiri valem 188
Bohr 353
Bohri aatomimudel 353
Bohri postulaadid 353
Boltzmann 332
Bothe 400
Bouquer 325
Bouquer'-Beeri valem 327
Bouquer' valem 325
Bragg 368
Brauni elektromeeter 25
Brewster 304
Brewsteri seadus 304
Bunseni õlilaigu fotomeeter 346

C

cgse-süsteem 22
Chadwick 400
Chamberlain 404
Cockcroft 403
Coulomb 11
Coulomb'i seadus 11, 101
Crookes 392

Crookes'i stsintsillatsioonide meetod 392
Curie 38, 386
Curie' punkt 129

D

Davy 172
Deklinatsioon 103
Deuteerium 397
Diamagnetiline aine 123
Diatermia 201
Dielektrik 31
Difraktsioon 264
Difraktsioonivõre 297
Difraktsioonispekter 297
Difuusne valgus 230
Dikroistne kristall 308
Diood 190
Dioptria 250, 258
Dipool 32
— elastne 33
— kalk 33
Dipoolmoment 33
Dispersiooninurk 312
Dissotsiatsioon 78
Dobrotin 422
Dolivo-Dobrovolski 161
Domeen 129
Džaul 69
Dufay 6
Dushman 186

E

Eihenvald 108
Einstein 383, 405
Ekstravool 145
Elavhõbe-kvartslamp 174
Elekter, pieso- 37
— püro- 37
Elektrifilter 180
Elektrihulga jäävuse seadus 10
Elektri-kaarlamp 172
Elektrilaeng 5
— negatiivne 6
— positiivne 6
Elektrilaengu atomaarne struktuur 7
Elektriline induktsioon 9
Elektriline kaksikkiht 184
Elektriline kasutegur 72
Elektriline läbitavus 32
Elektrimahtuvus 39
Elektripendel 5
Elektrivool 49
Elektrivoolu võimsus 69
Elektriväli 13
Elektrivälja tugevus 13
Elektrodünaamiline mõõteriist 131
Elektroerosioon 177
Elektroforees 98
Elektrokeemiline ekvivalent 80
Elektrokineetilised nähtused 98
Elektrolüüs 78
Elektrolüüt 78
Elektrolüütiline polarisatsioon 88
Elektromagnetiline laine 208
Elektromagnetiline mõõteriist 130
Elektromagnetilised võnkumised, tehnilised 222
— helisagedusega 222
Elektromagnetiline väli 205
Elektromotoorne jõud 52
Elektrongaas 8, 52
Elektronide väliskate 356
Elektroni vaba tee pikkus 180
Elektronkahur 188
Elektronkiir 188
Elektron, vaba 8
— valents- 356
Elektrontoru 190
Elektrood 78
Elektroodide polarisatsioon 88
Elektro-osmoos 98
Elektroskoop 8
Elektrostaatika 5
Elektrostaatiline induktsioon 35
Elektrostaatiline väli 7
Elektrostriktsioon 37
Element, galvaani 89
— kuiv- 90
— Leclanché 90
— primaarne 89
— sekundaarne 89
— Volta 89
— Westoni normaal- 91
Elmo tuli 180
Emissioonvool 186
— termo- 186
Energeetiline pindheledus 340
Eneseinduktiivsus 145
Eneseinduktsioon 144
Eneseinduktsioonivool 144
Eritakistus 60

F

Farad 39
— mikro- 39
— piko- 39
Faraday 80, 204
Faraday I seadus 80
Faraday II seadus 81
Faraday induktsiooniseadus 138, 204
Faraday konstant 83
Feddersen 197
Fermi 410, 412

Ferromagnetiline aine 123
Fizeau 227
Fljorov 413
Fluorestsents 380
Fluorograafia 374
Fookus 233
— eba- 237
Footon 273
Footoni impulss 273
Footoni mass 273
Fosforestsents 380
Fotoefekt 382
Fotomeeter 346
Fotomeetria 345
Fotomeetrilised suurused
— energeetilised 338
— visuaalsed 338, 342
Fotorakk 384
Fott 344
Foucault 139, 227, 272
Franklin 6, 179
Fraunhofer 316
Frauenhoferi difraktsioon 290, 297, 300
Fraunhoferi jooned 316
Frenkel 410
Fresnel 273
Fresneli difraktsioon 290, 300
Fresneli peeglikatse 274

G

Galilei 227
Galvani 93
Galvanomeeter 56
Galvanoplastika 87
Galvanosteegia 87
Gauss 19
Gauss 126
Geiger 395
Geissleri toru 181
Gilbert 6
Glagoljeva-Arkadjeva 213
Gockel 419
Gramm-ekvivalent 83
Grotthuss 79

H

Hahn 410
Heisenberg 402
Heksood 192
Heledus 344
Helgiheitja 238
Heliograaf 230
Henri 144
Hess 419
Hertz 208, 273, 382
Huumlahendus 180
Huumvalgus 180
Huygens 271
Huygens-Fresneli printsiip 272
Huygensi printsiip 272
Hõõgkatood 186
Hüsterees 128
Hüstereesisilmus 128

I

Ikonoskoop 218
Indikaator 219
Induktsioonivoog 135
Indutseeritud elektromotoorne jõud 135
Indutseeritud vool 135
Inklinatsioon 104
Ioon 51
Ioonide liikuvus 85, 172
Ioonne juhtivus 78
Ioontoru 366
Irradiatsioon 258
Isolaator 9
Isopotentsiaalne pind 28
Isotroopne keha 304
Isotroopne kiirgusväli 322
Ivanenko 402

J

Jakobi 87
Joffe 182
Joule 70
Joule'i-Lenzi seadus 70
Joliot-Curie 401, 412
Joonsuurendus 250
Juhtivus 59
Juhtivus, elektroonne 77
— elektrolüütiline 77
— metalliline 77
Jääkmagnetism 128

K

Kaitsekoonus 178
Kaksikmurdumine 305
Kamerlingh-Onnes 63
Kanada palsam 307
Kanalkiired 192
Kandela 344
Kapitsa 64
Karakteristlik kiirgus 370
Katioon 78
Katood 78
Katoodhelendus 180
Katoodkiired 181
Katoodluminestsents 181
Katoodostsillograaf 188

Keemiline ekvivalent 82
Keerisväli 206
Keha kiirgamisvõime 329
Kenotron 190
Kerge ioon 171
Keskmine ioon 172
Kiiker 267
Kiired, kalgid 370
— pehmed 370
Kiirgus, gamma- 223
— infrapunane 223, 316
— rõntgeni- 223
— ultravioletne 223, 316
— soojus- 320
Kiirguse intensiivsus 321
Kiirgusvoog 320
— homogeenne 338
— statsionaarne 338
— valgus- 338
Kiirgusvoo tihedus 320
Kiirgusväli 208, 320
Kiiritushaigus 374
Kiiritustugevus 339
Kilovatt-tund 69
Kirchhoff 316
Kirchhoffi I seadus 56
Kirchhoffi II seadus 56
Kleist 42
Klemmide pinge 52
Klüstron 219
Koefitsient
— keskkonna neeldumis- 322
— neeldumise ruumi- 323
— neeldumise massi- 324
— transmissiooni- 325
Koertsitiivjõud 128
Kolorimeeter 328
Kondensaator 41
— plaat- 41
Kontaktpinge 73
Koobaltkahur 409
Koroona 179
Koroonalahendus 179
Kosmiline sekundaarkiirgus 224
Kujutis 229
— eba- 229
— tõeline 229
Kulon 12
Kurtšatov 35
Kuumtraat-mõõteriist 131
Kvant 334
Kvartsspektrograaf 312
Kõrgsagedusvõnkumised, ultra- 222
— ringhäälingu 222

L

Laeng, elementaar- 7
— resultant- 33
Laengu kese 33
Laengu pindtihedus 29
Laenguühik 12
Lahuse eripöörang 310
Lahustumisrõhk 88
Lainejada 274
Laine
— koherentne 274
— monokromaatiline 274
Lainete käiguvahe 277
Lambert 325
Lambertson 404
Langmuir 188
Laplace 109
Larüngoskoop 231
Lattes 421
Laue 368
Lavaefekt 318
Lebedev 213, 273
Leideni purk 42
Lenz 61, 70
Lenzi juhis 135
Leontovitš 418
Levitskaja 213
Liikumisvool 98
Liikuv tasakaal 79
Lodõgin 71, 72
Lokaalvoolud 97
Lomonossov 7, 272
Lorentz 118
Lorentzi tung 118
Luks 344
Luksmeeter 349
Luminestsentsanalüüs 380
Luminestsents 379
— kemo- 379
— elektro- 379
— foto- 379
Luminofoorid 380
Lummeri-Brodhuni fotomeeter 346
Luubi suurendus 261
Luumen 343
Luup 261
Lääts, akromaatiline 253
— kumer- 246
— nõgus- 246
— sfääriline 246
Läätse optiline tugevus 250
Lyman 363
Lymani seeria 363

M

Magneetimine 99
Magneetuvus 124
Magnet, kunstlik 99
— loomulik 99
Magnetiline eriergutus 126
Magnetiline induktsioon 124
Magnetiline läbitavus 125

Magnetiline separaator 130
Magnetiline vastuvõtlikkus 125
Magneti lõunapoolus 100
Magneti poolus 99
Magneti põhjapoolus 100
Magnetivoog 125, 135
Magnetivoo tihedus 126
Magnetiväli 102
Magnetmoment 120
Magnetoelektriline mõõteriist 130
Magnetostriktsioon 129
Mahtuvusühik 39
Maksvell 126
Malus 303
Malus'i seadus 303
Marconi 215
Massidefekt 405
Mass-spekter 399
Maxwell 204, 320
Mendelejev 423
Mendelejevi elementide perioodilisuse süsteem 7
Metallide rafineerimine 87
McMillan 411
Michelson 228
Michelsoni interferomeeter 286
Mikroskoop 262
Mikroskoobi lahutusvõime 265
Mikroskoobi numbriline apertuur 265
Mikroskoobi objektiiv 262
Mikroskoobi okulaar 262
Miraaž 243
Molioon 171
Molisatsioon 79
Monokromaator 313
Mootorgeneraator 166
Murdumisnäitaja 239
— absoluutne 240
Murdumisseadused 239
Märgistatud aatomite menetlus 408
Mõjuelekter 9
Mõssovski 422, 392

N

Neddermeyer 421
Negatiivne järelpilt 258
Negatiivne monomolekulaarne ioon 168
Neptuunium 411
Neptuuniumi rida 391
Nernst 88
Neutron 7, 400
Newton 271
Newtoni rõngad 281
Nicoli prisma 306
Nihkevool 204
Nivoopind 27
Nulfdeklinatsiooni joon 103
Nurk, kalde- 228
— langemis- 228
— peegeldumis- 228
Nõguspeegli valem 233

O

Occhialini 421
Oersted 106
Oftamoloskoop 239
Ohm 54
Ohmi seadus 53
Oktood 192
Oomsentimeeter 60
Optiline prisma 244
Optiline teepikkus 276
Orbiit, elektroni statsionaarne 353
— elektroni põhi- 355
Orlov 405
Osmootne rõhk 88
Ostrogradski 18
Ostrogradski-Gaussi teoreem 18
Otsmikupeegel 238

P

Paramagnetiline aine 123, 129
Peaajuvoolud 219
Peegel, hüperboloid- 238
— kumer- 231
— kõver- 231
— nõgus- 231
— paraboloid- 238
— sfääriline 231
Peegeldumisseadused 229
Peegli keskpunkt 232
Peegli kõverusraadius 232
Peegli kõverustsenter 232
Peegli ruuminurk 231
Peegli telg 232
Pehmeraud-mõõteriist 131
Peltier 76
Peltier' efekt 76
Pentood 192
Periskoop 230, 268
Permeaablus 102, 125
Petrov 172
Petržak 413
Piccioni 404
Pikksilm 266
— maa- 267
— prisma- 268
Pikne 177
Piksevarras 178
Pimeruum, Astoni 181
— Crookes'i 181
— Faraday 181
Pinge 24
— klemmide 56

Plaatkondensaator 41
Planck 334
Plancki konstant 353
Plancki seadus 335
Plokk-kondensaator 42
Plutoonium 411
Polaarne molekul 32
Polarimeeter 309
Polarisaator 302
Polarisatsioon 33, 302
Polarisatsiooninurk 304
Polarisatsioonipinge 87
Polarisatsioonivool 87
Polaroidifilter 309
Popov 213
Positiivne järelpilt 258
Positiivne monomolekulaarne ioon 168
Positron 7, 401
Potentsiaal 22
Potentsiaalne väli 206
Potentsiomeeter 59
Powell 421
Primaarpool 134
Prisma-binokkel 267
Prootium 397
Prooton 7
Prout 401
Prožektor 238, 268
Päevavalguselambid 381
Pöördkondensaator 42
Pöördpool-mõõteriist 130
Pöörisvoolud 139
Pürheliomeeter 338

R

Raadio 215
Raadiolokaator 219
Raadiolokatsioon 219
Radar 219
Radioaktiivse elemendi poolestusaeg 389
Radioaktiivsus 386
Radluks 345
Radoon 388
Raske vesinik 397
Reflektor 238, 266
Refraktor 266
Rekombinatsioon 168
Remanents 128
Resonaator 197
Resonants 197
— pinge- 197
— voolu- 199
Resonantstransformaator 200
Reostaat 65
— lingkontakt- 65
— rull- 67
— vänt- 65
Richardson 186
Richmann 7, 179
Riecke katse 51
Roemer 227
Roždestvenski 270
Rutherford 351, 388
Rutherfordi aatomimudel 351
Ruuminurk 321
Rõbkin 214
Röntgen 365, 375
Röntgenikiired 366
Röntgeniseeria 377
Röntgenispektrograaf 369
Röntgenodefektoskoopia 375
Röntgenograafia 373
Röntgenoloogia 373
Röntgenomeeter 376
Röntgenoskoopia 373
Röntgenoteraapia 373

S

Sahharimeeter 310
Sahharov 419
Savart 109
Seebeck 74
Seesmine fotoefekt 383
Segrè 404
Seignette'i sool 35
Seismograaf 142
Sekstant 231
Sekundaarpool 134
Sfääriline aberratsioon 237
Sideelektron 402
Sidestus, galvaaniline 199
— induktiivne 199
— mahtuvuslik 199
— tagasi- 202
Silma kesksüvend 255
Silma klaaskeha 254
Silma kollane tähn 255
SilmaläätS 254
Silma relatiivne spektraalne tundlikkus 342
Silma sarvkest 254
Silma vesivedelik 254
Silma vikerkest 254
Silma võrkkesta kepikesed 255
Silma võrkkesta kolvikesed 255
Sinusoidaalne vool 149
Sklodowska-Curie 386
Skobeltsõn 422
Soddy 388
Solaarkonstant 337
Solenoid 106
Sollukslamp 238
Sommerfeldt 361
Spekter
— absorptsiooni- 316

— joon- 314
— kaare- 316
— leegi- 316
— pidev 314
— säde- 316
Spektri neeldumisjooned 316
Spektraalanalüüs
— absorptsioon- 316
— emissioon- 315
Spin 122
Spintariskoop 393
Stefan 332
Stefani-Boltzmanni seadus 332
Stekolnikov 179
Steradiaan 321
Stereoskoop 260
Stilb 345
Stokes'i reegel 380
Stoletov 127, 381
Straat 181
Strassmann 410
Sustseptiiblus 125
Sünkrofasotron 404
Symmer 6

Š

Šalnikov 64

Z

Zatsepin 422

Ž

Ždanov 422, 392

T

Takistus, eba- 154
— induktiiv- 154
— näiv- 154
— oomiline 154
Takistuskast 65
Takistusmagasin 65
Takistustermomeeter 62
Tamm 419
Tara-nähtus 302
Teleskoobi suurendus 266
Teleskoop 266
Televisioon 217
Termistor 63
Termoelektriline efekt 74
Termoelement 76
Termopaar 75
Termopatarei 76
Termopinge 75
Termovool 75
Tesla transformaator 200
Thales 6
Thomson 197, 383, 397
Thomsoni valem 196
Tooriumi rida 391
Transformaator 162
Transuraanid 410
Triood 191
Trioodi tunnuskõverad 192
Tšikolev 238
Tungjoon 15
Tuumareaktsioon 399
Tuumatungid 402
Tõukeionisatsioon 31, 170
Täielik sisepeegeldumine 241

U

Ultramadalad elektromagnetilised lained 220
Ultramikroskoop 265
Uraani-raadiumi rida 390
Uraniniit 386
Ussagin 162

V

Vahelduvvool 50, 148
— kõrgsagedusega 51
— madalsagedusega 51
Vahelduvvoolu hari- ehk tipp-pinge 149
Vahelduvvoolu hetkeline pinge 149
Vahelduvvoolu ring- ehk nurksagedus 149
Vahelduvvoolu võimsustegur 158
Vahemikupinge 178
Valents 80
Valguse dispersioon 240
Valguseeter 271
Valgusetaloon 343
van't Hoff 88
Variomeeter 147
Vasaku käe reegel 115, 135
Vastastikune induktiivsus 143
Vatt-sekund 69
Vatt-tund 69
Vavilov 270, 380
Veeber 126
Vernov 420
Vibraator 166
Volta 88, 93
Volta kaar 172
Vool, küllastus- 170
— oomiline 170
Voolusoojus 70
Voolutihedus 50
Võnkeringi omasagedus 196
Võre lahutusvõime 299

Võrespektromeeter 299
Välibinokkel 268
Väliselektron 402
Väljumistöö 184
Värvipimedus 258

W

Walton 403
Weber 126
Weberi fotomeeter 348
Wheatstone'i sild 67
Wien 334
Wieni nihkeseadus 334
Wilsoni kamber 393, 399, 401, 404
Wulff 368

Ä

Äike 177

Ö

Örsted 103

Ü

Ülijuhtivus 63

SISUKORD

Eessõna 3

Elekter

I. ELEKTROSTAATIKA

Põhinähtusi ja -mõisteid 5
1. Elektriseerimine. Elektrilaeng 5
2. Positiivsed ja negatiivsed elektrilaengud. 5
3. Vaadete areng elektri olemusele. 6
4. Andmeid aatomi ehitusest. 7
5. Elektroskoop 8
6. Juhid ja isolaatorid. 9
7. Mõjuelekter. 9
8. Elektrihulga jäävus. 10

Coulomb'i seadus ja elektriväli vaakuumis. 11
9. Coulomb'i seadus. Laenguühik. 11
10. Elektriväli. Elektrivälja tugevus 13
11. Tungjooned. 15
12. Ostrogradski-Gaussi teoreem. 18
13. Laetud kera elektrivälja tugevus. 20
14. Töö laengu liikumisel elektriväljas. 20
15. Potentsiaal. 22
16. Pinge. 24
17. Brauni elektromeeter 25
18. Potentsiaali seos väljatugevusega. 26
19. Nivoopinnad. 27

Elektriväli keskkonnas 28
20. Elektriline tasakaal juhis. 28
21. Laengu asukoht ning jaotus juhis. Laengu pindtihedus. 29
22. Teraviku mõju. 30
23. Coulomb'i seadus üldkujul. 31
24. Elektri dipool. Polaarsed molekulid. 32
25. Dielektriku polarisatsioon. 33
26. Elektrostaatiline induktsioon. Induktsioonjooned. 35
27. Pieso- ja püroelektrilised nähtused. 37

Elektrimahtuvus ja kondensaatorid 38
28. Elektrimahtuvus. Mahtuvusühikud. 38
29. Kondensaator. 40
30. Kondensaatorite tüübid. 42
31. Kondensaatorite ühendamine. 43

Elektrivälja energia. 44
32. Laetud keha energia. 44
33. Elektrivälja energia. 46
34. cgse- ja praktilise süsteemi mõõtühikud 47

II. ALALISVOOL

Elektrivool. Ohmi ja Kirchhoffi seadused. 49
35. Elektrivool. Voolutugevus ja voolutihedus. 49
36. Voolu suund ja voolu liigid. 50
37. Elektromotoorne jõud. 51
38. Juhtivusvoolu mehhanism. 52
39. Ohmi seadus. 53
40. Ohmi seadus kogu vooluringi kohta. 54
41. Kirchhoffi seadused. 56
42. Voolu harunemine. 58
43. Potentsiomeeter. 59

Takistus ja juhtivus. 60
44. Takistus ja eritakistus. 60
45. Takistuse olenevus temperatuurist. 61
46. Juhtivus. Ülijuhtivus. 63
47. Järjestikuselt ja paralleelselt ühendatud juhtmete takistus. . . . 64
48. Reostaadid. 65
49. Takistuse määramine. 67

Elektrivoolu töö ja võimsus. 68
50. Elektrivoolu töö ja võimsus. 68
51. Elektrivoolu soojus. Joule'i-Lenzi seadus. 70
52. Voolusoojuse kasutamine. 71

Kontaktpinge ja termoelekter 73
53. Kontaktpinge. 73
54. Volta seadus. 73
55. Termopinge. 74
56. Peltier' efekt 76
57. Termoelemendid ja nende rakendusi. 76

Elektrivool vedelikes. 77
58. Vedelikkude juhtivus. Elektrolüüs. 77
59. Elektrolüütiline dissotsiatsioon. 78
60. Faraday I seadus. 79
61. Faraday II seadus. 81
62. Elementaarlaengu määramine. 83
63. Ioonide liikumise kiirus ja liikuvus. 84
64. Elektrolüüsi rakendusi. 86

Polarisatsiooninähtused. 87
65. Elektroodide polarisatsioon. 87
66. Nernsti teooria. 88
67. Galvaani elemendid. 89
68. Akumulaatorid. 93
69. Lokaalvoolud. 96
70. Elektrokineetilised nähtused. 97

III. MAGNETISM JA ELEKTROMAGNETISM

71. Magnetismi põhinähtused. 99
72. Coulomb'i seadus. 101
73. Magnetiväli. 102

74. Maa magnetiväli 103
75. Elektrivoolu magnetivälja suund ja kuju 106
76. Eihenvaldi katsed 108
77. Biot'-Savart'i seadus 109
78. cgsm-mõõtühikute süsteem 111
79. Elektrivoolu mõju magnetile 111
80. Magnettungide töö. Magnetomotoorne jõud 112
81. Magnetivälja tugevus solenoidis 112
82. Magneti mõju elektrivoolule 114
83. Magnetivälja mõju liikuvale elektrilaengule 116
84. Voolude vastastikune mõju 119
85. Magnetmoment 120
86. Para-, dia- ja ferromagnetilised ained 122
87. Ampère'i magnetismiteooria 123
88. Magnetiline induktsioon. Läbitavus. Vastuvõtlikkus 124
89. Ferromagnetiliste ainete läbitavus 126
90. Hüsterees. Jääkmagnetism. Koertsitiivjõud 127
91. Ferromagnetiliste ainete eriomadusi 129
92. Magnetiline separaator 130
93. Elektrivoolu mõõteriistad 130

IV. ELEKTROMAGNETILINE INDUKTSIOON

94. Elektromagnetilise induktsiooni põhikatseid 133
95. Lenzi juhis 135
96. Faraday induktsiooniseaduse tuletamine 137
97. Faraday induktsiooniseadus 138
98. Järeldusi Faraday induktsiooniseadusest 139
99. Pöörisvoolud 140
100. Vastastikune induktsioon 142
101. Eneseinduktsioon 144

V. VAHELDUVVOOL

102. Vahelduvvoolu tekkimine 148
103. Vahelduvvoolu pinge ja tugevus 149
104. Takistus vahelduvvoolule 151
105. Ohmi seadus vahelduvvoolu kohta 155
106. Resonants vahelduvvoolu ahelas 156
107. Vahelduvvoolu võimsus 156
108. Kolmefaasine vool 158
109. Transformaator 162
110. Sädeinduktor 164
111. Voolu alaldamise meetodid 165

VI. ELEKTRIVOOL GAASIDES

112. Atmosfääri ionisatsioon ja selle põhjused 168
113. Elektrivool gaasides. Mitte-iseseisev ja iseseisev lahendus 169
114. Atmosfääri ioonide suurus ja laeng 171
115. Elektri-leeklamp 172
116. Kaarleegi kasutamine 174
117. Elavhõbe-kvartslamp 174
118. Elavhõbe-kvartslambi kasutamine 176
119. Säde 176
120. Äike, pikne ja piksekaitse 177
121. Koroonalahendus 179

122. Iseseisev lahendus hõrendatud gaasides. Huumvalgus. 180
123. Katoodkiired. 181
124. Hõõgkatood. 184
125. Küllastusvool. 187
126. Katoodostsillograaf. 188
127. Elektrontoru. 190
128. Kanalkiired. 192

VII. ELEKTROMAGNETILISED VÕNKUMISED JA LAINED

Elektrivõnkumised. 194

129. Kinnine võnkering. 194
130. Võnkeringi omasagedus. 196
131. Elektriline resonants. 197
132. Kahe võnkeringi resonants. 199
133. Tesla transformaator. 199
134. Sumbumata elektrivõngete tekitamine trioodi abil. 201

Elektromagnetilised lained. 202

135. Avatud võnkering. Vibraator 202
136. Nihkevool. 203
137. Induktsiooniseadus üldjuhul. 204
138. Elektromagnetiline väli 205
139. Võnkumine vibraatoris. 206
140. Elektromagnetiliste lainete tekkimine. 207
141. Hertzi katsed. 208
142. Lebedevi katsed. 213
143. Popov raadio leiutajana. 213
144. Raadio. 215
145. Televisioon. 217
146. Raadiolokatsioon. 219
147. Elektromagnetiliste lainete skaala. 220

VIII. GEOMEETRILINE OPTIKA

148. Põhiteadmisi valgusest. 225
149. Valguse kiirus. 227
150. Valguse peegeldumine tasapeeglis. 228
151. Valguspunkti kujutis tasapeeglis. 229
152. Valguse difuusne hajumine. 229
153. Tasapeeglite rakendusi. 230
154. Sfäärilised peeglid. 231
155. Nõguspeegli valem. 232
156. Järeldusi nõguspeegli valemist. 233
157. Kujutise konstrueerimine nõguspeeglis 234
158. Kumerpeegel. 236
159. Sfääriline aberratsioon. 237
160. Nõguspeeglite rakendusi. 238
161. Valguse murdumine. 239
162. Täielik sisepeegeldumine. 241
163. Murdumine tasaparalleelses plaadis 244
164. Murdumine prismas 244
165. Sfääriliste läätsede liigitus 246
166. Läätse optiline telg, abitelg ja tsenter. Fookus. 246
167. Läätse valem 247
168. Kujutis läätses 249
169. Sfääriliste peeglite ja läätsede võrdlus. 251

170. Läätsede optilised vead 251
171. Läätsede süsteemid 254
172. Silm ja nägemine 254
173. Akommodatsioon 256
174. Lühi- ja kaugelenägevus. Prillid 257
175. Vaatenurk ja vaateväli 258
176. Mõningaid füsioloogilis-optilisi nähtusi 258
177. Optiliste riistade ülesanne 260
178. Luup 261
179. Mikroskoop 262
180. Ultramikroskoop 265
181. Refraktor 266
182. Prisma-binokkel 267
183. Sõjatehnikas kasutatavaid optilisi riistu 268

IX. LAINEOPTIKA

Interferents 271

184. Vaateid valguse loomuse kohta 271
185. Valguslainete elektromagnetiline loomus 272
186. Valguse dualistlik loomus 273
187. Koherentsed valgusallikad 273
188. Fresneli peeglikatse 274
189. Optiline teepikkus 276
190. Õhukeste kelmete värvus 278
191. Newtoni rõngad 281
192. Samakalde ribad 284
193. Michelsoni interferomeeter 286
194. Seisvad valguslained 288

Valguse difraktsioon. 290

195. Difraktsioon paralleelsete kiirte korral 290
196. Difraktsioon ühe kitsa pilu puhul 291
197. Difraktsioon kahe pilu puhul. Mitu pilu 292
198. Difraktsioonivõre. Difraktsioonispekter 297
199. Võrespektromeeter 299
200. Arkadjevi katseid 299

Valguse polarisatsioon 302

201. Polariseeritud valgus 302
202. Polarisatsioon peegeldumisel ja murdumisel 303
203. Kaksikmurdumine 304
204. Nicoli prisma 306
205. Polaroid 308
206. Polarisatsioonitasandi pöördumine. Polarimeeter 309

Valguse dispersioon. 311

207. Dispersioonispekter 311
208. Akromaatiline prisma 313
209. Emissioonispektrid 314
210. Absorptsioonispektrid 316
211. Ultravioletne ja infrapunane kiirgus 316

X. KIIRGUSENERGIA

212. Kiirgusenergia mõiste 319
213. Kiirgusväli ja selle karakteristikud 320
214. Kiirguse neeldumine ja selle kvantitatiivsed karakteristikud 322

215. Bouguer' seadus 325
216. Beeri seadus 327
217. Lahuse kontsentratsiooni määramine kolorimeetrilise meetodiga . . 327
218. Absoluutselt musta keha mõiste. 328
219. Kirchhoffi kiirgamisseadus. 329
220. Stefani-Boltzmanni seadus 332
221. Wieni nihkeseadus 333
222. Plancki seadus 335
223. Näiteid kiirgamisseaduste rakendamise kohta 336
224. Päikesekiirgus 336
225. Päikesekiirguse tehnilisest rakendamisest 337
226. Valguskiirguse hindamise meetoditest 338
227. Energeetilised fotomeetrilised ühikud 338
228. Silma tundlikkus 341
229. Visuaalsed fotomeetrilised suurused ja ühikud 342
230. Fotomeetrid 345

XI. AATOMIFÜÜSIKA ALGEID

231. Rutherfordi aatomimudel 351
232. Bohri aatomimudel. Bohri postulaadid. 353
233. Vesinikuaatom Bohri järgi 358
234. Vesiniku joonspekter. Balmeri valem 361
235. Vesiniku joonspektri tõlgendus Bohri teooria seisukohalt 363

Röntgenikiired 365

236. Röntgenikiired ja nende tekkimine 365
237. Röntgenitorud ja pärsskiirguse tekkimine. 366
238. Röntgenikiirte olemus. Karakteristlik kiirgus 368
239. Röntgenikiirte neeldumine keskkonnas 371
240. Röntgenikiirte bioloogiline toime ja selle kasutamine 372
241. Dosimeetria. 375
242. Röntgeniseeriate tekkimine 377

Luminestsents ja fotoefekt 379

243. Luminestsents 379
244. Fotoluminestsents 379
245. Luminestsentsi kasutamine 380
246. Fotoefekt 382

XII. TUUMAFÜÜSIKA ALGEID

Radioaktiivsus 386

247. Radioaktiivsed ained 386
248. Radioaktiivsete ainete kiirgus 386
249. Raadiumi lagunemine 388
250. Radioaktiivsete ainete lagunemine 389
251. Radioaktiivsuse mõõtmise meetodid 391
252. Radioaktiivsete ainete kasutamine 395

Tuuma struktuur 396

253. Isotoobid. 396
254. Astoni mass-spektrograaf 398
255. Elementide transformatsioon. 399
256. Neutronid. 400
257. Positronid. 401
258. Aatomi tuum. 401
259. Tuumareaktsioonid. 403

260. Massidefekt 405
261. Kunstlik radioaktiivsus 405
262. Kunstlike radioaktiivsete isotoopide kasutamine 407
263. Raskete elementide tuumade jagunemine 410
264. Transuraanid 411
265. Ahelreaktsioon 411
266. Tuumaenergia rakendusi 415
267. Termotuumareaktsioonid 417
268. Kosmiline kiirgus 419
269. Mendelejevi perioodilisuse süsteem 423

Tabelite näitaja

1. Elektrilised läbitavused 32
2. cgse- ja praktilise süsteemi mõõtühikud 47
3. Eritakistusi 0° C juures 61
4. Mõnede ainete magnetilisi läbitavusi ja vastuvõtlikkusi 125
5. Mõnede ferromagnetiliste ainete maksimaalseid läbitavusi . . . 127
6. Ioonide liigid ja liikuvus 172
7. Elektromagnetilised võnkumised 221
8. Mõningate ainete murdumisnäitajad õhu suhtes 241
9. Mõningate gaaside absoluutsed murdumisnäitajad 241
10. Nõguspeeglis ja kumerläätses tekkivad kujutised 252
11. Mõnede pindade neeldumiskoefitsiendid 329
12. Uraani-raadiumi rida 390
13. Kerge ja raske vee mõningad füüsikalised omadused 398
14. Tähtsamaid füüsikalisi konstante 427
15. Elementide perioodilisuse süsteem 428
16. Register 430

Ланг Юхан Якобович, Марран Хуго Эдуардович, Митт Анатолий Мартинович,
Мюрк Херман Юрьевич, Паэ Александр Янович
ОБЩИЙ КУРС ФИЗИКИ II

На эстонском языке
Эстонское Государственное Издательство
Таллин, Пярнуское шоссе, 10

*

Toimetaja V. Heinaste
Tehniline toimetaja I. Vahtre
Korrektorid A. Kiho ja L. Rosin

Laadumisele antud 23. IX 1960. Trükkimisele antud 8. III 1961. Paber 60×90, 1/16. Trükipoognaid 27,75. Arvutuspoognaid 27,44. Trükiarv 3000. MB-00463. Tellimise nr. 8883.
Hans Heidemanni nimeline trükikoda, Tartu, Ülikooli 17/19. I.

Hind 92 kop.

Trükivigu

Lk.	Rida	On trükitud	Peab olema
115	1. alt	vool tugevusega	vool tugevusega I
288	11. ülalt	käiguvahe $\frac{\gamma}{2}$	käiguvahe $\frac{\lambda}{2}$

Tell. 8883.

92 kop.

2.
A
22786

TARTU ÜLIKOOLI RAAMATUKOGU
1 0300 00103890 2