

EESTI PÖLLUMAJANDUSE AKADEEMIA
KAUGÕPPETeaduskond

FÜÜSIKA KONSPEKT

KÕRGEMATE PÖLLUMAJANDUSLIKE ÕPPEASUTUSTE
1957. a. PROGRAMMI ALUSEL

II OSA

Koostanud:

A. HAAV, I. JAEK, J. LANG, O. MANKIN ja A. PAE

TARTU, 1958

ARM A-21857

EESTI PÕLLUMAJANDUSE AKADEEMIA
KAUGÕPPETeaduskond

O Mankin.

FÜÜSIKA KONSPEKT

KÕRGEMATE PÕLLUMAJANDUSLIKE ÕPPEASUTUSTE
1957. a. PROGRAMMI ALUSEL

II OSA

Koostanud:

A. HAAV, I. JAEK, J. LANG, O. MANKIN ja A. PAE

TARTU, 1958

IV. ELEKTER.

1. ELEKTROSTAATIKA.

1. **Vaadete areng elektri olemusele.** Inimesel puudub eri meel elektrinähtuste otseseks tajumiseks, seetõttu arenes elektrinähtuste tudmaõppimine hiljem teistest füüsikalistest nähtustest (mehaanika, valgus, soojus).

Et villase lapi või karusnahaga hõõrutud merivaik (elektron) tõmbab külge kergeid esemeid, seda teadis juba kreeka filosoof Thales (600. a. e. m. a.). Kuid alles inglase William Gilbert (1600) näitas, et hõõrdumise abil on võimalik elektriseerida ka teisi aineid (klaas, portselan, väävel jt.). Sellele elektrinähtuste tekitamise viisile lisandus XVIII sajandi lõpul (Galvani, Volta) elektrinähtuste esile kutsumine keemiliste protsesside kaudu.

XVIII sajandi keskpaiku tekkisid esimesed hüpoteesid elektri olemuse kohta. Franklini arvates on elekter kaalutu vedelik, millega on immutatud kõik kehad. Laadimata olekus omab keha teatud hulga seda vedelikku. Hõõrdumise puhul näiteks läheb osa sellest vedelikust ühelt kehalt teisele üle. Keha, mis omab elektri vedelikku üle normi, on laetud positiivselt, alla normi — negatiivselt. Du Fay ja Symmer kasutasid elektrinähtuste seletamiseks kahe eri liiki elektri olemasolu. Mõlema teooria järgi toimub elektrilaengute vastastikune mõju ilma laengutevahelise ruumi vahenduseta (kaugmõju — *actio in distans*).

Elektrivälja mõiste kujunes XIX sajandil (Faraday, Maxwell). Siis loobuti kaugmõjust ning asuti seisukohale, et elektrilaengute vastastikune mõjutamine toimub nendega lahutamalt seotud elektriväljade kaudu.

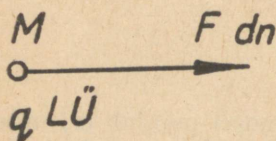
Alates XIX sajandi lõpust kujunes välja õpetus elektrilaengute atomaarsest struktuurist negatiivsete elementaarlaengute — elektronide näol. Positiivsed elementaarlaengud — positronid avastati alles 1932. a.

Kokkuvõttes võime nüüd väita, et elektrostaatiline väli on iga laengu lahutamatu osa ja et elekter üldse on eriline mateeria esinemise vorm.

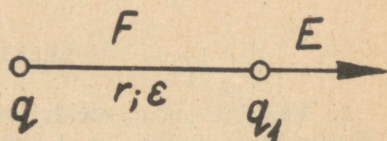
2. Elektriväli. Elektrivälja tugevus ja induktsioon. Elektrivälja all mõeldakse ruumkonda, milles mõjuvad märgatavad elektritungid, samuti kui magnetiväljas mõjuvad magnetitungid, raskusväljas raskustung jne.

Elektrivälja iseloomustatakse kolmel viisil: elektrivälja tugevuse, tungjoonte ja potentsiaali abil.

Elektrivälja tugevus (E) välja mingis punktis on vektor, mis näitab elektrivälja mõju sellesse punkti paigutatud $+1$ LÜ-le. Olgu näiteks mõnes elektrivälja punktis M (joon. 1)



Joon. 1.



Joon. 2.

laeng $+q$ LÜ ja sellele mõjub väli tungiga F düüni. Siis $+1$ LÜ-le selles punktis mõjuv tung ehk elektrivälja tugevus

$$E = \frac{F}{q \text{ LÜ}}, \text{ millest } F = qE \text{ dn.}$$

Laengu q ümber oleva elektrivälja tugevuse suuruse võime hõlpsasti arvutada Coulomb'i seaduse abil, mille järgi kahe laengu (q ja q_1) vastastikune mõju teineteisesse (joon. 2) väljendub valemiga:

$F = \frac{q q_1}{\epsilon r^2}$, kus r on nende laengute vaheline kaugus ja ϵ selle keskkonna elektriline läbitavus (dielektriline konstant), milles need laengud asetsevad. Tahame näiteks laengu q väljatugevust E mõnes punktis teada saada (joon. 2), siis peame nende laengute vahel mõjuva tungi F jagama q_1 -ga, et taandada seda mõju ühele laenguühikule. Saame:

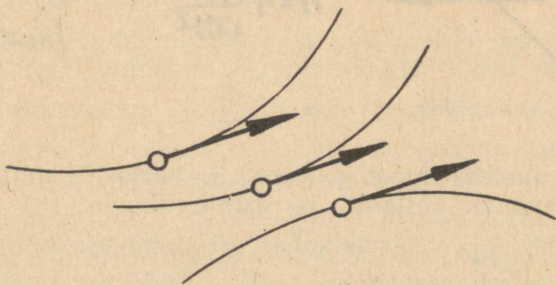
$$E = \frac{F}{q_1} = \frac{q}{\epsilon r^2}.$$

Saadud valem väljendabki laengu q elektrivälja tugevuse E suurst antud punktis. Elektrivälja tugevuse kui vektori suuna määrame samuti Coulomb'i seaduse alusel, sest kaks punktlaengut mõjuvad teineteisesse neid laenguid ühendava sirge sihis ja nimelt nõnda, et samanimelised laengud tõukavad ja isenimelised tõmbuvad.

Kui valemi $E = \frac{q}{\epsilon r^2}$ mõlemad pooled korrutame elektrilise läbitavuse ϵ -ga, siis saame võrduse: $\epsilon E = \frac{q}{r^2}$. Suurust ϵE tähistatakse lühidalt D tähega ja nimetatakse elektrivälja induktsiooniks. Induktsioon on vektor samuti kui väljatugevus ja,

nagu valemist $D = \frac{q}{r^2}$ nähtub, ta võrdub väljatugevusega vaakuumis, sest vaakuumis $\varepsilon = 1$.

3. Elektrivälja tungjooned. Elektriväljas asetsevate laengule mõjuvate elektritungide suunda iseloomustavad elektrivälja tungjooned, mis kujutavad vaba elektrilaengu liikumise teed elektriväljas (joon. 3). Seejuures eeldame, et laengut kandev keha on tõepoolest täiesti vaba, tema liikumist ei mõjusta näiteks raskus, inerts või mõni teine põhjus. See laeng liigub ainult elektrivälja tungide mõjul.



Joon. 3.

Tungjoonte suunaks on kokkuleppeliselt võetud positiivse laengu liikumise suund antud punktis.

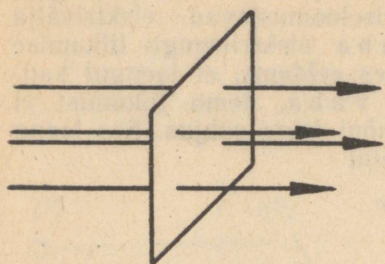
Elektrivälja tungjooned isekeski ei lõiku, sest vastasel korral peaksid samas punktis elektrilaengule mõjuvad tungid andma kaks või enam resultanti, mis aga osutub võimatuks. Kuna tungjoonte suunaks on võetud positiivse laengu liikumise suund ja samanimelised laengud tõukuvad ning isenimelised tõmbuvad, siis paigaloleva laengu elektrivälja tungjooned alati algavad positiivselt laetud kehal ja lõpevad negatiivselt laetud kehal.

4. Ostrogradski-Gaussi teoreem. Tungjoonte pildi ära kasutamiseks elektriväljas mõjuvate tungide suuruse määramiseks tuleb luua seos elektrivälja tugevuse ja tungjoonte tiheduse vahel antud kohas.

Tungjoonte tiheduse (n) all mõeldakse joonte arvu, mis läbib 1 cm^2 pinda sellega risti, näiteks $n = 4 \frac{\text{joon}}{\text{cm}^2}$ jne. Mainitud seose asjus on kokku lepitud järgmiselt: tungjoonte tihedus (n) antud kohas loetakse võrdseks väljatugevuse suurusega (E) selles kohas (joon. 4), lühidalt

$$\left| n \frac{\text{joon}}{\text{cm}^2} \right| = \left| E \frac{\text{dn}}{\text{LÜ}} \right|.$$

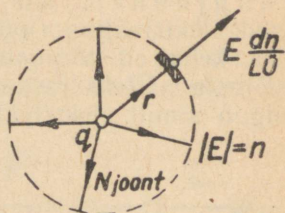
Lähtudes tehtud eeldusest näitame, et laengust suurus-
 sega q LÜ väljub $\frac{4\pi q}{\epsilon}$ tungjoont (Ostrogradski-
 Gaussi teoreem).



$$E = 4 \frac{dn}{LÜ}$$

$$n = 4 \frac{\text{joon}}{\text{cm}^2}$$

Joon. 4.



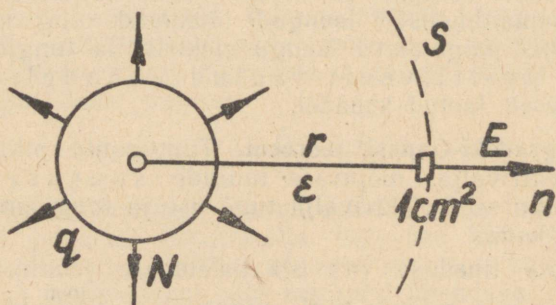
Joon. 5.

Väljugu punktlaengust q (joon. 5) kokku N tungjoont. Nad jagunevad ruumis ühtlaselt ja joonte tihedus (n) kaugusel r laengust q on $\frac{N}{4\pi r^2}$. Samas kohas väljatugevuse suurus $E = \frac{q}{\epsilon r^2}$, kui laeng asetseb keskkonnas, mille elektriline läbitavus on ϵ . Meie eelduse kohaselt $n = |E|$, järelikult

$$\frac{N}{4\pi r^2} = \frac{q}{\epsilon r^2}, \text{ millest } N = \frac{4\pi q}{\epsilon}.$$

Vaakuumis $\epsilon = 1$, seega $N = 4\pi q$.

Saadud seos leiab rohkesti rakendamist, sest ta võimaldab väljatugevuse suuruse arvutamise taandada tungjoonte tiheduse arvutamisele, mis on sageli tunduvalt lihtsam. Näitena kasutame



Joon. 6.

saadud valemit laetud kerakonduktorit ümbritseva elektrivälja tugevuse arvutamiseks kaugusel r kera tsentrist (joon. 6). Olgu keral laeng q , mis jaguneb kerapinnal ühtlaselt, sest me eeldame, et selle kera läheduses pole teisi teda mõjutavaid kehi. Seetõttu

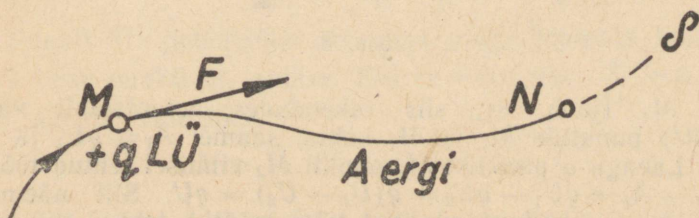
ka tungjooned jagunevad ruumis ühtlaselt ja nende tihedus kaugusel r kera tsentrist on

$$n = \frac{N}{S} = \frac{4\pi q}{\varepsilon 4\pi r^2} = \frac{q}{\varepsilon r^2}.$$

Et Ostrogradski-Gaussi teoreemi järgi $n = |E|$, siis ka $|E| = \frac{q}{\varepsilon r^2}$, millest nähtub, et kera pinnal oleva laengu q poolt tekitatud elektrivälja tugevus E väljaspool kera pinda on sama suur, kui kogu kerapinna laeng q oleks koondatud kera tsentrisse. See tulemus võimaldab laetud kerakonstruktorid asendada punktlaengutega nende kerade tsentris.

Mõne konkreetse pinnal oleva laengu jaotust sel pinnal iseloomustab laengu pindtihedus σ , mis mõõtab 1 cm² pinna kohta tuleva laengu suurusega $\left(\frac{\text{LÜ}}{\text{cm}^2}\right)$. Kui laetud konkreetse pinnal laengu pindtihedus antud kohas on σ , siis 1 cm²-sel pinnal asetseb laeng σ LÜ ja sellelt pinnalt Ostrogradski-Gaussi teoreemi kohaselt väljub $\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$ tungjoont, mis on ühtlasi joonte tiheduseks selles kohas. Et aga joonte tihedus võrdub välja tugevusega, siis $E = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$, millest $D = \varepsilon E = 4\pi\sigma \left(\frac{\text{dn}}{\text{LÜ}}\right)$. Saadud seost elektrivälja induktiooni väljendamisega pindtiheduse abil nimetatakse Coulomb'i teoreemiks (mitte ära segada Coulomb'i seadusega). Üldiselt kehtib saadud seos pinna läheduses, kus pindtihedus on σ , samuti suurte laetud tasandkonduktorite puhul, kus tungjooned on omavahel rööpsed.

5. Elektrivälja potentsiaal ja pinge. Elektrivälja potentsiaal iseloomustab elektrivälja temas asetseva laengu liikumisel tehtava töö abil. Elektrivälja mõne punkti (M) potentsiaal (U) mõõtab tööhulgaga, mis teevad elektrivälja tungid laengu $+1\text{LÜ}$ viimisel sellest punktist alates väljaspoole elektrivälja mõjupiirkonda (lõpmatusse). See tööhulk muidugi võrdub tööhulgaga, mis tuleb kulutada, et väljastpoolt elektrivälja tuua $+1\text{LÜ}$ välja antud punkti. Olgu näiteks (joon. 7) elektrivälja punktis M laeng $+q\text{LÜ}$, millele mõjub



Joon. 7.

elektriväli tungiga F ja mis paneb selle laengu liikuma mööda tungjoont MN . Kui laengu $+q$ elektriväljast välja viimiseks tehtud kogu töö on A ergi, siis $+1$ LÜ väljaviimiseks tehtav töö ehk potentsiaal

$$U = \frac{A}{q} \frac{\text{ergi}}{\text{LÜ}}, \text{ millest } A = qU \text{ ergi.}$$

Kasutades CGSE-möödühikute süsteemi väljendub töö A ergides, laeng q LÜ-des ja potsentsiaal $U \frac{\text{ergi}}{\text{LÜ}}$ -des. Lühiduse otsarbel kasutatakse potentsiaaliühiku liitnimetuse $\frac{\text{ergi}}{\text{LÜ}}$ asemel ka nimetust PÜ (potentsiaali ühik), s. o. $1 \frac{\text{ergi}}{\text{LÜ}} = 1$ PÜ. Seega CGSE-süsteemi potentsiaali ühik 1 PÜ ehk $1 \frac{\text{ergi}}{\text{LÜ}}$ on sellise punkti potentsiaal, millest $+1$ LÜ välja viimiseks elektrivälja mõju-
piirkonnast kulub 1 erg tööd.

Praktika seisukohalt on ühik 1 PÜ liig suur, mistõttu praktilises süsteemis kasutatakse potentsiaali ühikuna volti (V).

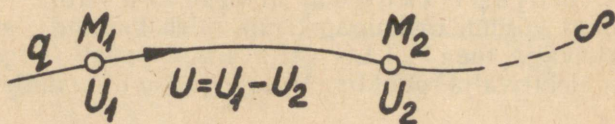
$$1 \text{ volt} = 1 \frac{\text{dž}}{\text{kulon}} = \frac{1}{300} \text{ PÜ.}$$

Et praktilise süsteemi laenguühik 1 kulon $= 3 \cdot 10^9$ LÜ ja tööühik 1 dž $= 10^7$ ergi, siis 1 volt $= 1 \frac{\text{dž}}{\text{kulon}} = \frac{1 \text{ dž}}{1 \text{ kulon}} = \frac{10^7 \text{ erg}}{3 \cdot 10^9 \text{ LÜ}} = \frac{1}{300} \frac{\text{ergi}}{\text{LÜ}} = \frac{1}{300} \text{ PÜ.}$

Kasutades valemit $A = qU$ praktilise süsteemi seisukohalt väljendub töö A džaulides, laeng q kulonites ja potentsiaal U voltides, lühidalt:

$$A \text{ dž} = q \text{ kul.} \times U \text{ volti.}$$

Praktikas esineb harilikult laengu liikumine ühest elektrivälja punktist teise. Kui näiteks laeng q liikus punktist M_1



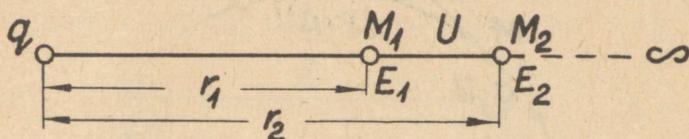
Joon. 8.

punkti M_2 (joon. 8), siis rakendades potentsiaali valemit ($A = qU$) punktide M_1 ja M_2 kohta, saame: $A_1 = qU_1$ ja $A_2 = qU_2$. Laengu q punktist M_1 punkti M_2 viimisel tehtud töö hulk $A = A_1 - A_2 = qU_1 - qU_2 = q(U_1 - U_2) = qU$. Siit näeme, et laengu liikumisel ühest punktist teise möödub tehtud töö laengu suuruse ja nende punktide potentsiaalide vahe ehk

pinge (U) korrutisega. Et pinge on potentsiaalide vahe, siis mõõdub ta ka potentsiaali ühikutes voltides ja PÜ-des. Praktikas ongi meil harilikult tegemist pingega, mis on määratud kas Maa või mõne teise keha suhtes.

6. Punktlangu elektrivälja potentsiaal. Asetsegu punktlangu q vaakuumis ($\epsilon = 1$).

Võtame punktlangust lähtuval sirgel (joon. 9) kaks lähestikku asuvat punkti M_1 ja M_2 , millede kaugused punktlangust on vastavalt r_1 ja r_2 . Arvutame töö, mida teeb elektriväli 1 LÜ



Joon. 9.

nihutamisel punktist M_1 punkti M_2 , s. o. nende punktide vahelise pinge U . Punktide M_1 ja M_2 suhtelise läheduse tõttu võime vahemikus M_1M_2 lugeda elektrivälja tugevuse E suuruselt konstantseks ja nimelt võrdseks alg- ja lõppasendi väljatugevuste geometrilise keskmisega, s. o. $E = \sqrt{E_1E_2}$, millest (vt. § 4)

$$E = \frac{q}{r_1 r_2}.$$

Siis elektrivälja töö 1 LÜ viimiseks punktist M_1 punkti M_2 ehk nende punktide vaheline pinge

$$U = \overline{M_1 M_2} \cdot E = (r_2 - r_1) \frac{q}{r_1 r_2} = \frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2}. \quad (1)$$

Kuigi saadud valem on tuletatud kahe lähestikku asetseva punkti kohta, on ta kehtiv ka millise tahes punktide M_1 ja M_2 vahelise kauguse puhul. Selle tõestamiseks tuleb kogu vahemik M_1M_2 jagada niivõrd väikesteks osadeks, et igaühe kohta neist kehtiks valem (1), ja sedaviisi saadud osapinged $U_1, U_2, \dots, U_n$ liita. Saame kahe millise tahes punkti vahelise pinge jaoks valemi

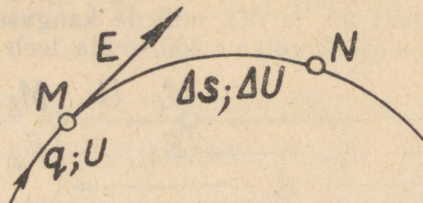
$$U = \frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_n}. \quad (2)$$

Punkti M_1 potentsiaal on tema pinge lõpmata kaugel asetseva teise punkti M_n suhtes. Kui $r_n \rightarrow \infty$, siis $\frac{q}{r_n} \rightarrow 0$ ja valem (2) taandub valemiks

$$U = \frac{q}{r_1} \text{ ehk üldjuhul } U = \frac{q}{r}.$$

Sama valem väljendab ka laetud kera poolt tekitatud potentsiaali väljaspool kera pinda kui ka kera pinnal.

7. Väljatugevuse seos potentsiaali gradiendiga. Elektrivälja iseloomustavad suurused — elektrivälja tugevus, joonte tihedus ja potentsiaal — on omavahel seotud: väljatugevus võrdub joonte tihedusega Ostrogradski-Gaussi teoreemi kaudu, samuti võime näidata, et väljatugevus selle maksimaalse muutuse suunas võrdub potentsiaali muutusega ühe pikkusühiku kohta ehk nn. potentsiaali gradiendiga.



Joon. 10.

Asetsegu laeng q elektrivälja punktis M , milles väljatugevus on E ja potentsiaal U . Nihkugu elektrivälja mõjul laeng q mööda tungjoont õige väikese teepikkuse võrra Δs . Siis võime kogu nihke ulatuses lugeda tungi F konstantseks ja selle tungi töö $\Delta A = F \Delta s = q E \Delta s$. Sama tööd võime väljendada ka Δs otstevahelise pinge ehk potentsiaali U muutuse ΔU abil, nimelt: $\Delta A = -q \Delta U$. Märk miinus on tarvilik, sest potentsiaal punktis N on väiksem kui punktis M ja potentsiaali muutuse ΔU arvutamisel tuleb potentsiaali lõppväärtusest (punktis N) lahutada tema algväärtus (punktis M). Järelikult ΔU on negatiivne. Kuna liikumine toimub tungi suunas, siis ΔA peab olema positiivne. Märk miinus korrutise ees muudabki selle positiivseks (miinus kord miinus annab plussi). Sama tööelemendi ΔA väljendamisest kahel viisil saame võrduse: $q E \Delta s = -q \Delta U$, millest

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

CGSE-süsteemis mõõtnud E düünides ühikpooluse (LÜ) kohta ja ΔU PÜ-des ning Δs cm-tes. Praktilises süsteemis väljendub E njuutonites kuloni kohta ja ΔU voltides ning Δs meetrites.

Olgu tähendatud, et gradiendi mõiste leiab rakendamist ka mitmesuguste teiste suuruste puhul, näiteks temperatuuri gradient, raskuskiirenduse gradient, kiirusegradient jne.

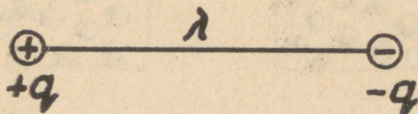
8. Elektridiipol. Elektrinähtuste tundmaõppimisel kasutatakse sageli elektridiipoli (kaksiklaengu) mõistet. Selle all mõeldakse kahte suuruselt võrdset isenimelist punktlaengut (q), millede kaugus teineteisest (λ) on väike (joon. 11). Laengu suuruse (q) korrutist laengute vahelise kaugusega (λ) nimetatakse diipoli momendiks (M), seega diipoli momendi suurus

$$M = q\lambda.$$

Diipoli moment on vektor, mida kujutatakse diipoli teljel suunaga negatiivselt laengult positiivsele.

Üksikult asetseva elektridiipoli ümber on olemas elektri tungiväli samuti kui iga teise isenimelise kaksiklaengu ümber.

Iga aatom, järelikut ka molekul sisaldab 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 kese ei asetse samas, vaid eri punktis, siis on meil tegemist elektridiipoliga ja selline diipolit kujutav molekul nimetatakse polaarseks.



Joon. 11.

Kui aga molekuli positiivsete ja negatiivsete resultantlaengute kese asetseb samas punktis, siis on meil tegemist mittepolaarsete molekuliga. Mittepolaarne molekul on elektriliselt neutraalne, ta ei avalda väljaspoole mingit elektrilist mõju.

Ained, mis koosnevad polaarsetest molekulidest, nimetatakse polaarseteks aineteks. Selliste ainete tüüpilisteks esindajaiks on vesi, ammoniaak (NH_3), eeter, atsetoon jt. Nende ainete molekulide võime vaadelda elektridiipolitena ka siis, kui nad ei asetse elektriväljas.

Mõnel juhul mittepolaarsed molekulid (N_2 ; H_2 ; CO_2 jt.) elektrivälja mõjul kujunevad ümber polaarseteks resultantlaengute keskmete asukohtade nihkumise tõttu elektrivälja mõjul. Üldse kui molekuli kui elektridiipoli laengute vaheline kaugus elektrivälja mõjul muutub, ühes sellega muutub ka diipoli moment, siis on meil tegemist pehme diipoliga. Jääb laengute vahe diipolis millise tahes elektrivälja mõjul konstantseks, siis on meil tegemist kalgi diipoliga.

9. Dielektriku polarisatsioon. Dielektriku neutraalsetes aatomites, samuti molekulides on võrdses hulgas positiivset ja negatiivset elektrit, järelikut neid võib vaadelda kui elektri diipole. Harilikult on need diipolid paigutatud korrapäraselt, s. o. ükski suund diipolite telje asetuses pole eelistatud. Piltlikult kujutab seda joon. 12, kus diipolid on kujutatud ringikestena, milles valge poolring kujutagu näiteks positiivset, must negatiivset laengut.

Asetatud elektrivälja (joon. 13) orienteeruvad dielektriku diipolid elektrivälja suunas ehk polariseeruvad. Elektrivälja tungide toimel tekib diipolites tungipaar, mille mõjul diipol pöörduv nõnda, et ta telg oleks rööbiti tungjoontega selles kohas. Peale diipolite pöördu-

mise toimub pehmete diipolite puhul veel nende momendi suurenemine laengutevahelise kauguse suurenemise tõttu elektrivälja mõjul.

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



Joon. 12.

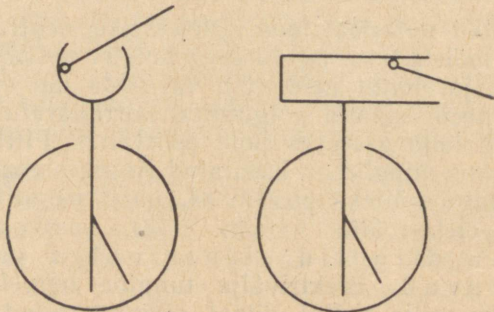


Joon. 13.

Dielektriku polarisatsiooniga seletub ka dielektriku mõju elektrilaengute vahel mõjuvate tungide suurusele. Olgu näiteks laengud q_1 ja q_2 asetatud dielektrikusse (destilleeritud vette). Nende laengute mõjul dielektrik polariseerub ja mõlema laengu (q_1 ja q_2) ümber tekib polarisatsiooni tõttu isenimeline laeng. Polarisatsiooni laengute elektriväli on vastassuunaline antud laengute (q_1 ja q_2) elektriväljaga, järelikult nõrgendab seda. Selle järelalusena laengute q_1 ja q_2 vastastikune mõju väheneb, mida isesloomustabki elektriline läbitavus (ϵ).

Dielektriku molekulide polarisatsiooni olekut on teatud tingimustel võimalik säilitada pikemaks ajaks. Näiteks kui sula vaik asetada tugevasse elektrivälja, kus ta polariseerub, ja lasta selles jahtuda, siis säilitab ta oma polarisatsioonioleku pikemat aega, vahest aastaid, nagu püsिमagnet. Selliseid kehi nimetatakse elektrettideks.

10. Elektrimahtuvus. Ühendame elektromeetriga mitmekujulised ja mitmesuguses suuruses õõnsad konduktorid (joon. 14).



Joon. 14.

Sisepuutumise teel anname neile kehadele edasi rea võrdseid laenguid. Katsed näitavad, et laengu suurenedes tõuseb konduktori potentsiaal, mida järeldame elektromeetri lehekeste laialimineku muutusest. Seejuures ei olene keha potentsiaal konduktori ainekst, küll aga kujust ja suuruselt. Katsete tulemusi kokku võttes näeme, et konduktorile antud laengu suurus (q) on võrdeline sellest tekkinud konduktori potentsiaaliga (U), s. o.

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

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

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

s. o. mõne keha elektrimahtuvus mõõdub elektrihulgaga, mis on vaja 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, kus üks laenguühik tõstab keha potentsiaali ühe potentsiaali ühiku võrra. Praktilises mõõtühikute süsteemis on $q=1$ kulon ja $U=1$ volt, siis $C=1$ farad (F). Seega mahtuvus 1 farad on sellise keha mahtuvus, kus potentsiaali tõstmiseks 1 voldi võrra kulub 1 kulon elektrit. Faradist väiksemad mahtuvuse ühikud on mikrofaraad (μF) ja pikofaraad (pF):

$$\begin{aligned} 1 \text{ farad (F)} &= 10^6 \text{ mikrofaraadit } (\mu F) \\ &= 10^{12} \text{ pikofaraadit (pF)} \end{aligned}$$

$$1 \text{ mikrofaraad } (\mu F) = 10^6 \text{ pikofaraadit (pF)}.$$

Valem $q = CU$ on täiesti analoogiline soojushulga arvutamiseks kasutatava valemiga ($Q = C\Delta t$), kus elektrimahtuvusele vastab soojusmahtuvus ja potentsiaalile temperatuur.

CGSE-mõõtühikute süsteemis on 1 mahtuvusühik (MÜ) sellise keha mahtuvus, kus potentsiaali muutmiseks 1 PÜ võrra kulub 1 LÜ elektrit, s. o.

$$1 \text{ MÜ} = 1 \frac{\text{LÜ}}{\text{PÜ}}.$$

Tuletame sellest seosest MÜ nimetuse. Et Coulombi seaduse valemist $F = \frac{q_1 q_2}{r^2}$ laenguühiku nimetus ruudus (LÜ)² = dn cm² ja

$$\text{PÜ} = \frac{\text{erg}}{\text{LÜ}}, \text{ siis } \text{MÜ} = \frac{\text{LÜ}}{\text{PÜ}} = \frac{(\text{LÜ})^2}{\text{erg}} = \frac{\text{dn} \cdot \text{cm}^2}{\text{dn} \cdot \text{cm}} = \text{cm}.$$

Siit näeme, et CGSE-süsteemis on mahtuvusühiku nimetuseks cm. Järelikult kerakonduktor raadiusega 1 cm omab mahtuvust 1 MÜ.

Analoogiliselt eelmisega arvutame seose faradi ja MÜ vahel:

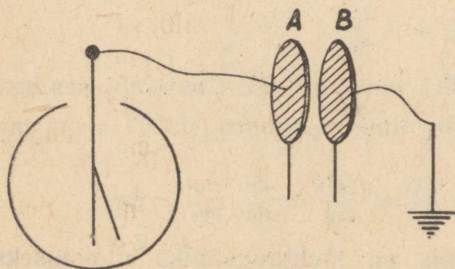
$$1 \text{ F} = \frac{1 \text{ kulon}}{1 \text{ volt}} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ LÜ}}{\frac{1}{300} \text{ PÜ}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ MÜ} = 9 \cdot 10^{11} \text{ cm} = 9 \cdot 10^6 \text{ km}.$$

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

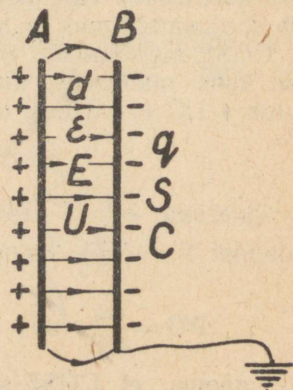
Kokkuvõttes:

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

11. Kondensaator. Antud keha soojusmahtuvus on konstantne suurus, konduktori elektrimahtuvus aga oleneb suurel määral teistest kehast selle konduktori läheduses. Selgituseks teeme järgmise katse (joon. 15). Võtame isoleeritud metallplaadi (A), ühendame elektromeetriga ja laeme elektriga. Nüüd lähendame plaadile A teist samasugust plaati B , mis on ühendatud maaga. Selle tulemusena langevad lehekesed elektromeetris koomale, järelikult elektromeetri kui ka temaga ühendatud plaadi A potentsiaal langes. Plaadi B eemale viies tõusevad elektromeetri lehekesed endisele kõrgusele. Nähtuse seletamiseks lähtume valemist $q = CU$ ehk $C = \frac{q}{U}$. Kui elektrilaeng q jääb konstantseks ja keha potentsiaal U väheneb, siis, nagu nähtub eelmistest valemitest, peab suurenema keha elektrimahtuvus C . Mida lähemale plaadile A nihutame plaati B , seda enam suureneb plaadi A mahtuvus. Peale selle oleneb plaadi A mahtuvus veel plaatide vahelisest dielektrikust. Näiteks klaasi või eboniidi puhul on mahtuvus tunduvalt suurem kui õhu puhul. Selle tõestamiseks paigutame plaatide A ja B vahele vastavast ainet plaadid. Seadiseid mõnesuguse kindla elektrimahtuvuse saamiseks nimetatakse kondensaatoriteks (lad. k. condensare — tihendama), sest nad võimaldavad sama potentsiaali puhul koondada konduktorile suuremat laengut.



Joon. 15.



Joon. 16.

12. Kondensaatori mahtuvuse valemid. Lihtsamaks kondensaatori tüübiks on nn. plaatkondensaator (joon. 16), mille moodustavad kaks dielektrikuga eraldatud metallplaati, neist üks võib olla maandatud.

Tuletame seose, mis määrab plaatkondensaatori mahtuvuse suuruse. Olgu kondensaatori mahtuvus C , ühe plaadi laeng q , sisepindala S , plaatide vaheline kaugus d , pinge U , elektriline läbitavus ϵ ja plaatide vahelise elektrivälja tugevus E . Plaadi A laeng $+q$ indutseerib plaadile B sama suure isenimelise laengu, mis tõmbub plaadi A laengu poole, kuna samanimeline laeng tõugatakse maasse. Plaatide A ja B vahel tekib ühtlane elektrivälja tugevusega E . Et väljatugevus arvuliselt võrdub tungjoonte tihedusega (n), siis koostame sel alusel võrrandi. Plaadi A laeng on q , järelikult Ostrogradski-Gaussi teoreemi alusel sellest plaadist lähtub $\frac{4\pi q}{\epsilon}$ tungjoont. Need tungjooned peaaegu kõik väljuvad plaadi A sisepinnast, mille pindala S . Siit selle ruumi tungjoonte tihedus

$$n = \frac{4\pi q}{\epsilon S} = \frac{4\pi CU}{\epsilon S}, \text{ sest} \quad (1)$$

$$q = CU. \text{ Et } n = E \text{ ja } E = \frac{U}{d}, \text{ siis ka } n = \frac{U}{d}. \quad (2)$$

Võrdusest (1) ja (2) järgneb, et

$$\frac{4\pi CU}{\epsilon S} = \frac{U}{d}, \text{ millest} \\ C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}. \quad (3)$$

Saadud valemist nähtub, et plaatkondensaatori mahtuvus on võrdeline elektrilise läbitavusega (ϵ), plaadi pinnasuurusega (S) ja pöördvõrdeline plaatide vahelise kaugusega (d).

Kondensaatoreid on õige mitmekujulisi, nagu silinder- ning kerakondensaatorid jt. Silinderkondensaatori puhul on dielektrik kahe silindrikujulise juhi vahel. Selle mahtuvust määrab valem:

$$C = \frac{\epsilon l}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}, \text{ kus } l \text{ on kondensaatori pikkus (kõrgus) ja } R_1 \text{ ning}$$

R_2 sise- ja välissilindri raadiused.

Kerakondensaatori mahtuvust määrab valem $C = \frac{\epsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}$, kus R_1 ja R_2 on samuti sise- ja väliskerapinna raadiused.

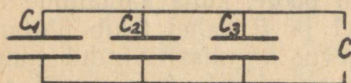
Kondensaatoreid samuti kui galvani elemente võib ühendada kas paralleelse (joon. 17) või järjestikuse (joon. 18) ühendamise viisil.

Paralleelselt ühendatud kondensaatorite mahtuvus võrdub üksikute kondensaatorite mahtuvuste summaga, s. o.

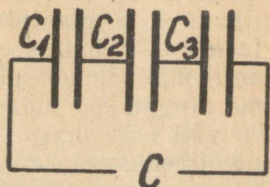
$$C = C_1 + C_2 + C_3.$$

Järjestikku ühendatud kondensaatorite pa-
tarei mahtuvuse pöördväärtus võrdub üksi-
kute kondensaatorite mahtuvuste pöördväärt-
tuste summaga, s. o.

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}.$$



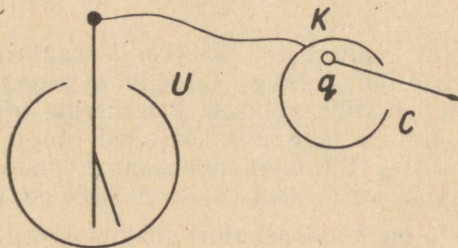
Joon. 17.



Joon. 18.

13. Laetud kondukatori energia. Anname konduktorile K , mille mahtuvus C , laengu q (joon. 19). Olgu laengu q mõjul tekkinud kondukatori potentsiaal U . Siis $q = CU$, millest $U = \frac{1}{C} q$. (1)

Valemist (1) nähtub, et laetud kondukatori potentsiaal on võrdeline laengu suurusega. Järelikult laadimisel tehtud tööhulga saame, kui kondukatori potentsiaali keskmise väärtuse, s. o. $\frac{U}{2}$, korrutame kogu laengu suurusega, seega $A = q \frac{U}{2} = \frac{qU}{2}$.



Joon. 19.

Asendades saadud valemis q temaga võrdse CU -ga või U temaga võrdse $\frac{q}{C}$ -ga, saame

$$A = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad (2)$$

Et laetud kondukatori töövaru ehk energia võrdub laadimisel kulutatud tööga, siis valemid (2) väljendavadki laetud konduk-
tori energiat.

Ka elektriväli omab energiat. Elektrivälja energia tihedus (ω) väljendub valemiga

$$\omega = \frac{1}{8\pi} \epsilon E^2 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3},$$

millest nähtub, et elektrivälja energia tihedus on võrdeline elektrilise läbitavusega ja välja tugevuse ruuduga.

2. ELEKTRODÜNAAMIKA.

14. Metallide elektronse juhtivuse mehhanism. Metallid on kristallilise ehitusega. Nende ruumvõre sõlmpunktides asuvad metalli positiivsed ioonid, vaheruumis aga esinevad vabad elektronid nn. elektron gaasi näol. Elektrivool juhtmes ongi tegelikult vabade elektronide vool.

Pingestamata olekus on juhtme elektronid kaootilises termilises liikumises nagu gaasi molekulid kineetilise teooria põhjal. 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 alatasta kokku pörkavad, pidurdavad elektronide liikumist. Sellest tulebki juhtme takistus, ühtlasi aga ka juhtme soojenemine (Joule-Lenz'i seadus).

Gaaside kineetilisest teooriast teame, et normaaltingimustel on molekuli keskmine vaba tee pikkus (põrkest järgmise põrkeni) 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, võrdub elektronide liikumise keskmise kiirusega. Elektrivälja levimise kiirus tähendab elektrilaengute voolamahakkamise (voolu impulsi) edasiandmise kiirust analoogiliselt rõhuimpulsi edasiandmisega vedelikus, näiteks veevärgi torustikus, kuna elektronide kiirus vastaks vedeliku (vee) voolamise kiirusele. Loomulikult oleneb elektronide kiirus mõjuvast pingest, aine struktuurist ja temperatuurist.

Vedelikes (lahustes) toimub elektrilaengute liikumine koos aineosakestega, nn. ionide näol (lähemalt § 48.).

15. Alalisvool. Elektrivoolu all mõeldakse kestvat elektrilaengute liikumist elektriväljas pinge mõjul. Elektrivoolu, mis kulgeb kogu aeg samas suunas, nimetatakse alalisvooluks. Kui aga elektrivoolu suund, milleks kokkuleppeliselt on võetud positiivsete laengute liikumise suund, järjest vaheldub, siis on meil tegemist vahelduvvooluga.

Elektrivoolu iseloomustatakse voolutugevusega (I),

mida mõõdetakse juhtme ristlõikest 1 sekundis läbi voolanud elektri hulga, s. o. $I = \frac{q}{t}$, millest $q = It$. CGSE-süsteemi voolutugevuse ühikuks on 1 $\frac{\text{LÜ}}{\text{sek}}$, praktilises süsteemis 1 $\frac{\text{kulon}}{\text{sek}}$ ehk amper (A). Praktilises süsteemis valem $q = It$ väljendab elektri hulka ampersekundites (Asek) ehk kulonites: 1 Asek = 1 kulon. Samuti võime elektri hulka väljendada ka amperminutites (Amin) ja ampertundides (Ah); 1 Ah = 3600 kulonit.

Voolutiheduse (j) all mõeldakse juhtme ristlõike ühe pinnahiku (mm^2 või cm^2) kohta tulevat voolutugevust amprites. Seega üldjuhul voolutihedus

$$j = \frac{I}{S} \left(\frac{\text{A}}{\text{mm}^2} \text{ või } \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right).$$

Alalisvoolu tugevust määratakse Ohmi seadusega, mille järgi juhtme lõigus esinev voolutugevus $I = \frac{U}{R}$, kus U on juhtme otstevaheline pinge ja R selle juhtmelõigu takistus. Valemist järgneb, et $U = IR$, s. o. juhtme otstevaheline pinge võrdub voolutugevuse ja selle juhtme takistuse korrutisega.

Kinnises vooluringis aga, mis sisaldab mõne pinget tekitava generaatori elektromotoorse jõuga (emj) E , väljendub voolutugevus valemiga

$$I = \frac{E}{R + r},$$

kus R on vooluringi välistakistus ja r generaatori (elemendi) sisetakistus. Näiteks taskulambi põledes on eelmises valemis E patarei emj, R — lambi (pirni) takistus välistakistusena ja r — patarei takistus sisetakistusena. Valemist $I = \frac{E}{R + r}$ järgneb: $E = IR + Ir = U_v + U_s$, s. o. kinnise ahela elektromotoorne jõud kulub pingelanguse tekitamiseks vooluringi välisahelas (U_v) ja siseahelas (U_s). Välisahela pingelangust ($U_v = IR$) nimetatakse ka klemmide pingeks; sellest oleneb kasulik töö välisahelas.

16. Alalisvoolu töö ja võimsus. Voolusoojus. Liikugu laeng q t sek jooksul läbi juhtme AB ristlõike (joon. 20), kui selle juhtme otstevaheline pinge on U . Seejuures voolutöö $A = qU$ (vt. § 5). Et aga püsiva voolu puhul $q = It$, siis ka $A = IUt$. Praktilises süsteemis väljendub I amprites, U — voltides ja t — sekundites ning A — džaulides. Kui tahame, et voolutöö A väljenduks ergides, siis peame I , U ja t väljendama CGSE-süsteemi ühikutes.

Asendades saadud valemis I ja U Ohmi seadusest ($I = \frac{U}{R}$) neile vastavate suurustega, saame voolutöö jaoks veel kaks valemist: $A = \frac{U^2}{R}t$ ja $A = I^2Rt$. Kõiki kokkuvõttes väljendub voolutöö järgmise kolme valemiga:

$$A = IUt = \frac{U^2}{R} t = I^2 R t. \quad (1)$$

Valemitest (1) järgnevad ka vooluvõimsuse $(N = \frac{A}{t})$ valemid:

$$N = IU = \frac{U^2}{R} = I^2 R. \quad (2)$$

Kuna valemid (1) praktilises süsteemis väljendavad voolutööd džaulides, siis valemid (2) väljendavad vooluvõimsust džaulsekundites ehk vattides (W). Seega

$$\begin{aligned} 1 \text{ vatt} &= 1 \text{ volt} \cdot 1 \text{ amper} \text{ ja} \\ N \text{ vatti} &= U \text{ volti} \cdot I \text{ amprit.} \end{aligned}$$

Et voolutöö hõlpsasti väljendub võimsuse ja aja abil ($A = N \cdot t$), siis harilikult mõõdetaksegi voolutööd võimsusest ja ajast tuletatud ühikutega, nimelt:

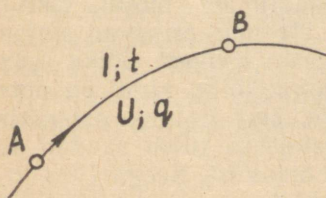
$$\begin{aligned} 1 \text{ vatt-sekund (Wsek)} &= 1 \text{ vatt} \cdot 1 \text{ sek} = 1 \text{ džaul}; \\ 1 \text{ vatt-tund (Wh)} &= 1 \text{ vatt} \cdot 1 \text{ tund} = 3600 \text{ džauli}; \\ 1 \text{ kilovatt-tund (kWh)} &= 1000 \text{ vatti} \cdot 3600 \text{ sek} = \\ &= 3,6 \cdot 10^6 \text{ džauli} = 860 \text{ kcal.} \end{aligned}$$

Märkus. Tööühiku kilovatt-tund tähistamiseks võib rahvusvahelise sümboli kWh asemel kasutada ka eestistatud sümbolit kv.

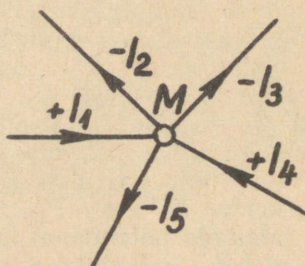
Kui 1 dž tööd muutub soojuseks, siis saame 0,24 cal soojust. Seetõttu võime valemitega (1) väljendatud voolutööd väljendada ka kalorites (Q):

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

Need valemid väljendavad juhtmes eraldatud soojushulka. Viimane neist valemist ($Q = 0,24 I^2 R t$) väljendab nn. Joule-Lenz'i seadust, mille järgi juhtmes eraldatud soojushulk on võrdeline voolutugevuse ruudu (I^2), takistuse (R) ja ajaga (t).



Joon. 20.



Joon. 21.

17. Kirchhoff'i seadused. Ohmi seadus kehtib ühe elektrivooluringi kohta, mis sisaldab mõnesuguse elektromotoorse jõu

allika (generaatori). Praktikas aga on sageli tegemist väga keerulise juhtmete süsteemi ehk võrguga. Sel juhul kasutatakse pinge (emj), voolutugevuse ja takistuse vaheliste seoste määramiseks Kirchhoff'i poolt 1847. a. sõnastatud kahte seadust. Neid nimetatakse ka Kirchhoff'i reegliteks, sest nad ei sisalda uusi seaduspärasusi, vaid annavad praktilise juhise (reegli) seniste seaduspärasuste rakendamiseks.

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

Olgu näiteks vooluvõrgu punktis M koondunud mitu haru (joon. 21). Voolu suund ühtedes harudes on punkti M , teistes — sellest eemale. Tähistame kõik punkti M suunduvad voolutugevused märgiga pluss (+), sealt väljuvad voolutugevused märgiga miinus (—). Et punkti M suunduvad ja sealt väljuvad voolutugevused on tasakaalus, sest seal ei teki mingit elektri kuhjumist ega puudujääki, siis peab kõikide voolutugevuste algebraline summa võrduma nulliga, s. o.

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

ehk lühidalt üldjuhul

$$\sum I_i = 0.$$

Kirchhoffi II seadus. Igas kinnises vooluringis on emj algebraline summa ($\sum E$) võrdne kõigi selle vooluringi üksiklõikudes esinevate pingelangude algebralise summaga ($\sum IR$), s. o.

$$\sum E = \sum IR.$$

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

Olgu vaadeldava vooluringi $ABCDEA$ (joon. 22) üksikute lõikude otstes $A, B, C \dots$ väliste vooluallikate mõjul tekitatud potentsiaalid vastavalt $U_1, U_2, U_3, \dots$ ja neis esinevad emj vastavalt $E_1, E_2, E_3, \dots$. Vaadeldes näiteks esimest lõiku saame pingelangu selles järgmise mõttekäiguga: lõigu algul on potentsiaal U_1 , sellele lisandub lõigul esinev emj E_1 ehk potentsiaali hüpe, kokku $U_1 + E_1$. Pingelangu 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:

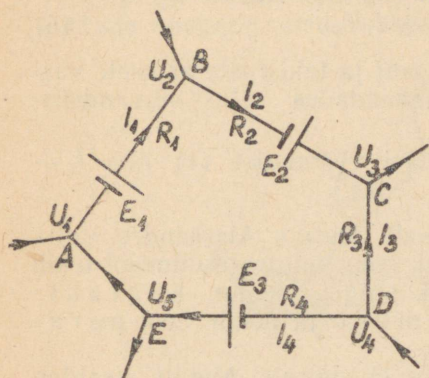
$$\begin{array}{r} U_1 + E_1 - U_2 = I_1 R_1 \\ U_2 + E_2 - U_3 = I_2 R_2 \\ \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \end{array}$$

$$\begin{aligned} U_{n-1} + E_{n-1} - U_n &= I_{n-1}R_{n-1} \\ U_n + E_n - U_1 &= I_nR_n \end{aligned}$$

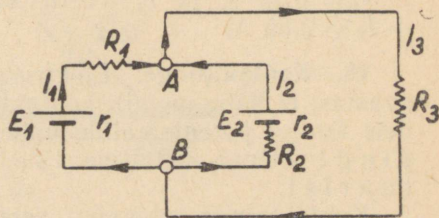
Liites selle tabeli võrduste mõlemad pooled saame:

$E_1 + E_2 + \dots + E_n = I_1R_1 + I_2R_2 + I_nR_n$, sest kõik otspunktide potentsiaalid taanduvad. Lühidalt kirjutatakse seda üles nõnda:

$$\sum E_i = \sum I_i R_i.$$



Joon. 22.



Joon. 23.

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

Kirchhoff'i seadused annavad meile rida võrrandeid, mis võimaldavad mitmesuguste vooluvõrguga seotud suuruste arvutamist.

Näitena lahendame järgmise ülesande. Kaks galvaani elementi, millede emj ja sisetakistus on $E_1 = 1,2 \text{ V}$ ja $r_1 = 0,2 \Omega$ ning $E_2 = 1,5 \text{ V}$ ja $r_2 = 0,1 \Omega$, on lülitatud vooluvõrku vastavalt joon. 23 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 Kirchhoff'i seadust voolu hargnemise kohta punktis A, võttes sinna suunduvad voolutugevused positiivseteks ja sealt väljuvad voolutugevused negatiivseteks, saame:

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

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

$$E_1 = I_1r_1 + I_1R_1 + I_3R_3 \quad \text{ja} \quad (2)$$

$$E_2 = I_2r_2 + I_2R_2 + I_3R_3. \quad (3)$$

Nüüd on meil kolm võrrandit kolme tundmatuga (I_1 , I_2 ja I_3), millede lahendamine annabki otsitavad voolutugevuste väärtused.

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

$$\begin{aligned} E_1 &= I_1 r_1 + I_1 R_1 + (I_1 + I_2) R_3 \quad \text{ehk} \\ E_1 &= I_1 (r_1 + R_1 + R_3) + I_2 R_3 \quad \text{ja} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} E_2 &= I_2 r_2 + I_2 R_2 + (I_1 + I_2) R_3 \quad \text{ehk} \\ E_2 &= I_2 (r_2 + R_2 + R_3) + I_1 R_3. \end{aligned} \quad (5)$$

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

$$I_1 = 0,23 \text{ A ja } I_2 = 0,46 \text{ A. Edasi võrrandist (1) } I_3 = I_1 + I_2 = 0,69 \text{ A.}$$

18. Kontaktpinge. Elektrielemendi leiutaja Alessandro Volta avastas, et kahe metalli kontakti ehk kokkupuutesse viimisel tekib neis teatud potentsiaalide vahe ehk pinge. See nn. kontaktpinge oleneb metallide iseloomust ja nende temperatuurist.

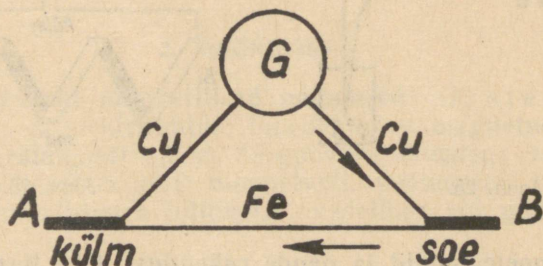
Kontaktpinge tekkimist seletame järgmiselt. Metall sisaldab rohkesti vabu elektrone, mis võivad vabalt liikuda kogu metallitüki ulatuses, moodustades nn. elektrongaasi. Elektrongaasi tiheus, järelikult ka rõhk, on eri metallides erinev. Sellest tulenebki, et kahe eri metalli kontakti puhul kokkupuutekohtadest hakkavad elektronid suurema elektrongaasi tihedusega metallist difundeeruma vähema elektrongaasi tihedusega metalli, mis kestab seni, kuni mõlemas metallis elektronide tihedused ühtlustuvad. Elektronide arvu muutus mõnes kehas, võrreldes neutraalse ehk tasakaalu-olekuga, annab sellele kehale laengu: elektronide vähendamise korral — positiivse, suurenemise korral — negatiivse laengu, 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 oleneb ainult nende metallide elektrongaaside rõhust. Ka näitas kontaktpinge avastaja A. Volta katseliselt, et kahe metalli vahel esinev kontaktpinge ei olene sellest, kas need metallid puutuvad kokku vahetult või mõnede teiste metallide vahendusel.

19. Termopinge. Kontaktpinge nähtust uurides avastas T. J. Seebeck (1821. a.), et kahest erinevast metalljuhtmest koosnevas kinnises vooluringis, kui jootekohti hoida erineval temperatuuril, tekib elektrivool. See nähtus on tuntud termoelektrilise efektina. Teda on lihtne demonstreerida joonisel

24 kujutatud katsega. Siin on vask- (Cu) ja raudtraat (Fe) kokku joodetud otstes A ja B. Kui jootekohta B näiteks tikutulega soojendada, jootekohta A aga mitte, siis tekib suletud ringis elektrivool soojenduskohas vasest raua, mida järelame galvanomeetri G osuti kõrvalekaldumisest.

Jootekohha soojendamisest tekkinud elektrivool kannab termovoolu ja teda esilekutsuv pinge termopinge nime. Termopinge oleneb kontakti viidud juhtmete ainest kui ka jootekohtade temperatuuride vahest. Selle küsimuse katseliseks selgi-



Joon. 24.

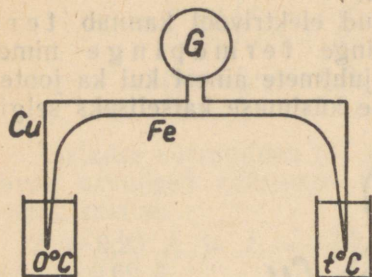
tamiseks lülime vooluringi tundliku galvanomeetri (joon. 25), hoiame ühe jootekohha näiteks 0°C juures ja teist jootekohha soojendades registreerime temperatuuri kui ka galvanomeetri lugemid. Siis näiteks vase ja raua puhul saame termopinge suurenemise soojenduskoha temperatuuri tõustes 0°C kuni 275°C. Edasisel temperatuuri tõusmisel hakkab termopinge vähenema ja muutub nulliks 550°C juures. Sellest veel kõrgemal temperatuuril muutub termopinge vastupidiseks, s. o. termovool on siis suunatud soojenduskohas rauast vask. 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 CuFe-i puhul 14 mikrovolti (μV) jootekohtade temperatuuri vahe muutumisel 1°C võrra. Sellest hoolimata võivad termovoolud olla küllaltki tugevad, sest metallide takistus on väike.

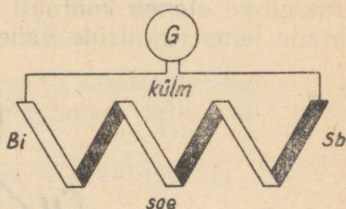
Suurema termopinge, jootekohtade temperatuuride vahe puhul 1°C, annavad näiteks järgnevas tabelis toodud termopaarid.

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

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



Joon. 25.



Joon. 26.

20. Termoelemendid ja nende rakendusi. Ühe termopaari ehk termoelemendi pinge on väga väike, seetõttu ka termovool nõrk. Termopinge suurendamiseks ühendatakse mitu termoelementi järjestikku, siis saame termopatarei (joon. 26). Selle ühepoolsed jootekohad koondatakse võimalikult väikesele pinnale ja hoitakse mõlemad pooled erinevatel temperatuuridel. Järjestikuse ühenduse tulemusena üksikutes termopaarides tekkinud pinged liituvad ja moodustavad patarei pinge.

Termoelement leiab laialdaselt rakendamist temperatuuride mõõtmisel. Selleks on vaja antud termoelement kaliibrida, s. o. määrata seos termovoolu ja jootekohtade temperatuuride vahel. (Lähemalt vt. Füüsika praktikum I, töö nr. 99).

Temperatuuri mõõtmisel asetatakse termoelemendi üks jootekoht mõõdetavasse kohta ja teine hoitakse mõnesugusel konstantsel temperatuuril, näiteks 0°C . Siis määratakse tundliku galvanomeetriga seejuures esinev termovool ja sellest kaliibrimise andmeil otsitav temperatuur.

Temperatuuri mõõtmine termoelemendiga omab võrreldes elavhõbetermomeetriga rea paremusi.

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) Väikese massi ja hõlpsa kujumuutmise võimaluste tõttu saab termoelemendiga mõõta temperatuuri hoopis väiksematel kehadel, näiteks putukatel, kus elavhõbetermomeetriga tema suure massi ja ruumala tõttu pole midagi peale hakata.

4) Ka reageerib termoelement hoopis kiiremini ümbruse temperatuuri muutustele kui elavhõbetermomeeter.

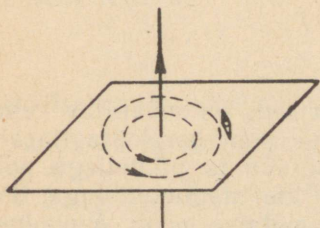
5) Termoelemendiga saab mõõta temperatuuri eemalt, mis on väga tähtis tehnikas.

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

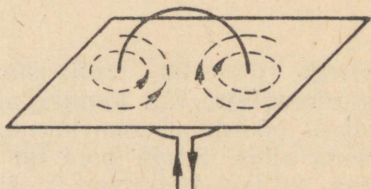
Üksikust termoelemendist märksa tundlikumaks osutuvad termopatareid. Neid kasutatakse heade tulemustega kiirgusenergia mõõtmiseks, näiteks energia jaotuse uurimisel Päikese ja tähtede spektris.

3. MAGNETISM.

21. Elektrivoolu magnetilised omadused. Örsted avastas 1820. a., et elektrijuhtme lähedal asuv magnetnõel kaldub kõrvale oma esialgsest sihist. Järgnevate katsetega selgitati, et elektrivoolule kaasneb alati magnetväli, sõltumatult sellest, kas vool esineb metallilistes juhtmetes, vedelikes või gaasides. See



Joon. 27.



Joon. 28.

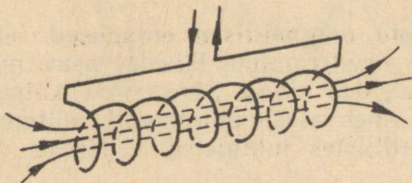
väli mõjub tungiga magnetnõeltele, teistele elektrijuhtmetele ja liikuvatele elektrilaengutele. Mõju on seda suurem, mida tugevam on vool ja mida lähemal on magnetnõel juhtmele.

Magnetvälja olemasolu kindlakstegemiseks võib kasutada rauapuru, mis paigutub elektrijuhtme läheduses ahelatena. Kui katta horisontaalselt asetatud paberileht rauapuruga ja torgata risti läbi paberi elektrijuhe, siis voolu läbimineku moodustuvad rauapurust kontsentrilised ringid, mille keskpunktiks on juhe (joon. 27). Need ahelad kujutavad magnetvälja tungjoonte käiku. Erinevalt elektrostaatikas tundmaõpitud elektriväljast ei oma elektrivoolu magnetvälja tungjooned algust ega lõppu.

Magnetvälja suuna määramiseks võib kasutada vabalt pöörduvaid magnetnõelu, mis pöörduvad antud punktis tungjoonepuutuja sihis, kusjuures *N*-poolus näitab välja suunda. Kokkuleppeliselt loetakse välja suunaks *N*-poolusele mõjuva tungi suunda. Magnetvälja ja voolu suuna vahelise seose meelestpidamiseks võib kasutada kruvireeglit. Kui paigutada paremakäe kruvi paralleelselt juhtmega, siis

krugi pööramise suund ühtub magnetvälja suunaga kui krugi samaaegne edasi liikumine toimub elektrivoolu suunas. Ringjuhtme ümber paikneb rauapuru nii nagu näidatud joonisel 28. Juhtmekeeruga piiratud pinda läbivad tungjooned ühes suunas. Magnetvälja ja voolu suunda võime ka siin seostada kruvireeglga. Kui asetada paremakäe krugi risti juhtmekeeruga piiratud pinnaga ja pöörata krugi voolu suunas, siis näitab krugi edasiliikumise suund magnetvälja suunda.

Kui mähkida juhe poolina keerd keeru kõrvale, siis pooli sees olevas ruumis on magnetvälja tungjooned paralleelsed pooli piki-



Joon. 29.

teljega (joon. 29). Välja suund pooli sees on määratav eelmise kruvireeglga. Kui kinnitada niisugune pool horisontaaltasandis vabalt pöördumisevõimelisena, siis pöörduv ta pikiteljega põhjalõuna sihis. Seega pool on analoogiline magnetpulgaga. Pooli otsa, millest tungjooned väljuvad nimetame pooli *N*-pooluseks ja otsa kuhu suubuvad *S*-pooluseks.

Ka ühe juhtmekeeru puhul võime kindlaks teha keeru poolt piiratud pinna *N*- ja *S*-pooluse poolse külje. Juhtmekeerd on võrreldav lühikese magnetiga ja nimetatakse mõnikord magnetiliseks leheks. Kui arvestada seda, et juhtmes liikuvad elektronid põhjustavad magnetvälja, siis võime loota magnetvälja teket igasugusel elektronide ringlemisel mööda mingit orbiiti. Aatomi ehituse kujutamisel oletatakse, et elektronid tiirlevad ümber aatomi tuuma. Sellised atomaarsed ringvoolud omavad samuti magnetvälju, mille olemasolu tõestavad mitmesugused nähtused.

22. Magnetiline diipol. Teatavasti on igal magnetil kaks võrdse tugevusega poolust — *N* ja *S*. Voolu juhtival poolil on samuti kaks poolust. Seesuguseid kahe poolusega moodustisi nimetatakse magnetilisteks diipoliteks, sõltumatult sellest, kas nad esinevad suurte magnetitena või isegi väikeste atomaarsete ringvooludena. Magnetilise diipoli mõiste leiab laialdast rakendamist, sest need poolused pole eraldatavad. Näiteks magnetpulga poolitamisel saame kaks väiksemat magnetit, millel kummalgi on kaks poolust ja mitte kaks ühe poolusega magnetpulka.

23. Magnetmoment. Kui tähistame magnetilise diipoli pooluse tugevuse m ja pooluste vahelise kauguse l , siis nende korrutist lm nim. magnetmomendiks. Mida suurem on diipoli magnetmoment, seda suurem on tema pöördemoment magnetväljas. Näiteks kahest võrdse pooluste tugevustega magnetnõeltest töötab kompassina paremini pikem nõel. Ta pöördub tugevamini põhja-lõuna sihti.

Ringvoolu puhul avaldub magnetmoment voolutugevuse i ja voolu poolt piiratud pindala S korrutisena iS ehk $i\pi r^2$, kus r on vooluringi raadius. Ringvoolu magnetmomenti võib kasutada magnetvälja mõju arvutamiseks ringvoolule. Magnetmoment on vektoriline suurus.

24. Elementaarosakeste magnetmoment. Elementaarosakesed omavad magnetmomenti. Aatomi magnetmoment on arvutatav kui samastame elektronide tiirlemist ümber aatomi tuuma ringvooluga. Tähistame elektroni laengu e , liikumiskiiruse v ja tiirlemisraadiuse r , siis tuuma ümber tiirleva elektroni poolt tekitatud ringvoolu tugevus

$$i = \frac{ev}{2\pi r}.$$

Sellise voolu poolt tekitatud magnetmoment $M_m = i\pi r^2 = \frac{erv}{2}$.

Tavaliselt arvutatakse magnetmomendi ja pöörlemishulga suhet $\frac{M_m}{mvr} = \frac{e}{2m}$, kus m tähendab elektroni massi. Nagu tulemusest nähtub on suhe sõltumatu elektroni liikumiskiirusest ja tiirlemisraadiusest.

Lisaks elektroni tiirlemisest tingitud magnetmomendile esineb veel elektroni enda magnetmoment, mida nim. spin'iks. Spini teket võime kujutada lähtudes oletusest, et elektron on kerakujuline ja ta laeng on paigutatud ühtlaselt kera pinnale ning see kera pöörleb. Magnetmomendi ja pöörlemishulga suhe on viimasel juhul $\frac{e}{m}$, s. o. kaks korda suurem kui tiirlemisel.

Aatomite, ionide ja molekulide magnetmomendid on arvutatavad elektronide tiirlemisest ja pöörlemisest tingitud magnetmomentide geomeetrilise summana.

Ka aatomite tuumad omavad magnetmomenti, mida tuleb arvestada kogu aatomi magnetmomendi määramisel.

25. Fiktiivsed magnetlaengud ja Coulombi seadus. Enne elektrivoolu magnetvälja avastamist tunti ainult püsivmagneteid. Need omavad kaht poolust: põhjapoolus N ja lõunapoolus S . Analogia tõttu elektrilaengutega nimetatakse magnetpoolusi ka magnetlaenguteks. Magnetpooluste vahel mõjuva tungi F kohta kehtib Coulombi seadus:

$$F = k \frac{m_1 \cdot m}{r^2},$$

kus m_1 ja m tähendavad vastastikku mõjustavate pooluste tugevusi, r pooluste vahelist kaugust ning k võrdetegurit, mille suurus sõltub kasutatavaist mõõtühikuist. Tung mõjub poolusi ühendava sirge sihis. Isenimeliste pooluste vahel valitseb tõmbe- ja samanimeliste vahel tõuketung.

Katsed näitavad, et sama magneti isenimelised poolused on üksteisest lahutamatud, mis on oluliseks erinevuseks elektrilaengutest. Seega on iseseisev magnetpoolus, nagu see esineb Coulombi seaduses, fiktsioon. Paljud magnetilised nähtused on aga kergesti seletatavad, kasutades magnetpooluse tugevuse mõistet.

Mõõtes kaugust r sentimeetrites ja tungi F düünides, määratakse pooluste tugevuse mõõtühik nii, et $k = 1$. Siis Coulombi seadus avaldub kujul

$$F = \frac{m_1 \cdot m}{r^2}.$$

Pooluse tugevuse mõõtühikut nim. ühikpooluseks. Tähis ÜP. Ühikpooluse dimensioon on sama, mis elektrostaatikas laenguühikul, s. o. $\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{s}^{-1}$.

Seadus on esitatud kujul kehtiv vaakuumis. Kui poolused asuvad keskkonnas, siis

$$F = \frac{m_1 \cdot m}{\mu r^2}, \text{ kus } \mu \text{ on keskkonnast sõltuv konstant (vt. § 32).}$$

26. Magnetvälja tugevus. Lähtudes Coulombi seadusest magnetpoolustele võib püstitada magnetvälja teooria, mis on analoogiline elektrivälja teooriale. Saame määrata magnetvälja tugevuse, potentsiaali, magnetilise induktsiooni, induktsioonivoo jne.

Magnetvälja tugevus H määratakse valemiga $H = \frac{F}{m}$ põhjal, kus F on poolusele m mõjuv tung. Väljatugevuse mõõtühikut nim. örstediks, tähis Oe. Magnetvälja tugevus on 1 Oe, kui ühikpoolusele mõjub tung 1 düün. Välja suunaks loetakse põhjapoolusele mõjuva tungi suund.

Coulombi seadusest ja magnetvälja tugevuse definitsioonist järgneb pooluse m_1 ümber oleva välja tugevus $H = \frac{m_1}{\mu r^2}$ keskkonnas. Siin r tähendab mõõtmiskoha kaugust poolusest.

27. Biot-Savart'i seadus. Biot, Savart ja Laplace (loe: bioo, savaar ja laplass) avastasid elektrivoolu ja magnetvälja tugevuse vahelise matemaatilise seose järgmisel kujul

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

mida nimetatakse Biot-Savart'i seaduseks.

Kasutades ka joonist 30, võime seaduse sõnastada: Juhtmelement pikkusega Δl tekitab punktis P , mille kaugus juhtmeelemendist on r , väljatugevuse

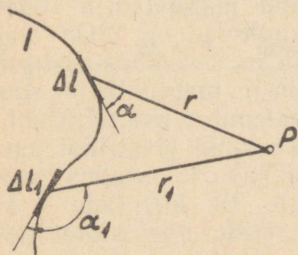
ΔH , mis on võrdeline voolutugevusega I , juhtmeelemendi pikkusega Δl , juhtmeelemendi sihi ning elementi punktiga P ühendava sirge vahelise nurga α siinusega ja pöördvõrdeline juhtmeelemendi kauguse ruuduga punktist P . Valemis esineva teguri k väärtus oleneb kasutatud mõõtühikuist.

Juhtmeelemendi Δl pikkus tuleb valida nii väike, et selle ulatuses võime küllaldase täpsusega lugeda konstantseks voolu sihi, nurga α ja kauguse r . Joonisest nähtub, et ühelt juhtmeelemendilt teisele minnes muutub nii r kui ka α . Joonisel on esitatud veel element Δl_1 koos vastava nurga α_1 ja kaugusega r_1 . Kogu juhtme poolt punktis P tekitatud magnetvälja tugevuse H arvutamiseks tuleb liita kõikide juhtmeelementide poolt tekitatud väljatugevused, seega

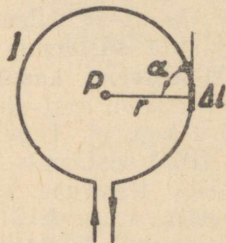
$$H = \Sigma \Delta H.$$

Liitmine tuleb teostada vektoriliselt, sest nii H kui ka ΔH on vektorilised suurused. Välja suuna määramiseks võib kasutada § 21 esitatud reeglit.

Biot-Savarti seaduse matemaatilisest kujust nähtub, et väljatugevus on maksimaalne juhtmeelemendiga risti oleval tasandil, kus $\alpha = 90^\circ$, ja null — juhtmeelemendi sihil.



Joon. 30.



Joon. 31.

28. Väljatugevus ringvoolu tsentris ja sirgjuhtme ümber. Biot-Savarti seaduse rakendusena arvutame väljatugevuse ringvoolu tsentris. Arvutuskäik on eriti lihtne, sest kaugus r on konstantne ja võrdne ringi raadiusega. Samuti on nurk konstantne: $\alpha = 90^\circ$ (joon. 31). Seetõttu võime kirjutada

$$H = \Sigma \Delta H = k \frac{I}{r^2} \cdot \sin 90^\circ \cdot \Sigma \Delta l.$$

Juhtmeelementide summa $\Sigma \Delta l$ võrdub ringjoone pikkusega $2\pi r$. Seega

$$H = k \frac{I}{r^2} \cdot 2\pi r = 2k\pi \frac{I}{r}.$$

Lõpmata pika sirge juhtme voolu I poolt tekitatud väljatugevust saame arvutada integraalarvutuse abil.

$$H = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{kI dl}{r^2} \sin \alpha = kI \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \alpha}{r^2} dl.$$
 Joonisest 32 nähtub, et $l = R \tan \varphi$, millest $dl = R \frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi}$ ja $\cos \varphi dl = \frac{R d\varphi}{\cos \varphi}$. Kuna $\cos \varphi = \sin \alpha$, siis $\sin \alpha dl = \frac{R d\varphi}{\cos \varphi} = r d\varphi$, sest $r = \frac{R}{\cos \varphi}$. Juhtme ühele $-\infty$ otsale vastab nurk $-\frac{\pi}{2}$ ja teisele $+\infty$ otsale $+\frac{\pi}{2}$. Seega pääle vastavaid asendusi

$$H = \frac{kI}{R} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \varphi d\varphi.$$

Integraali väärtuseks on 2, nii et lõpptulemusena leiame väljatugevuse

$$H = \frac{2kI}{R}.$$

29. CGSM-ühikute süsteem. Coulombi seaduse abil on tuletatud CGS ühikuist lähtudes magnetpooluse tugevuse mõõtühik ÜP. Edasi tuletatakse ühikpooluse abil magnetvälja tugevuse mõõtühik Oe. Need tuletatud ühikud kuuluvad nn. CGS magnetiliste ühikute süsteemi, mida lühidalt nim. CGSM-süsteemiks.

CGSM-süsteemi kasutatakse peamiselt magnetiliste suurusatega arvutamisel, sest siis puuduvad valemities mõõtühikuist tingitud võrdetegurid. Tegelikult võime ka kõiki elektrilisi suursi mõõta CGSM-süsteemis. Näiteks Biot-Savart'i seadus seostab magnetvälja tegevuse voolutugevusega. Et kirjutada seadust võrdetegurita, s. o. $k=1$, tuleb defineerida uus voolutugevuse ühik, mis kuulub CGSM-süsteemi.

Kuna mõõtriistad on kaliibritud praktilistes ühikutes, siis tuleb teada erinevatesse süsteemidesse kuuluvate ühikute vahelisi seoseid, mida võime leida õpikutest (näit. F. pr. I § 6). Märgime siin ainult, et 1 CGSM voolutugevuse ühik = 10 A ja 1 CGSM pingeyhik = 10^{-8} V.

Biot-Savarti seadus CGSM ühikute süsteemis omab kuju

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

30. Magnetungide töö. Magnetomotoorne jõud. Magnetväli tugevusega H mõjub poolusele m tungiga $F = mH$. Pooluse liikumisel magnetväljas tehtav töö ΔA väljendub valemiga $\Delta A = F \Delta l \cos \alpha = mH \Delta l \cos \alpha$, kus Δl tähendab nihke pikkust ja α tungi suuna ja nihke vahelist nurka. Töö võib olla nii positiivne kui ka negatiivne. Pikematel liikumisteedel, mille ulatusel välja-

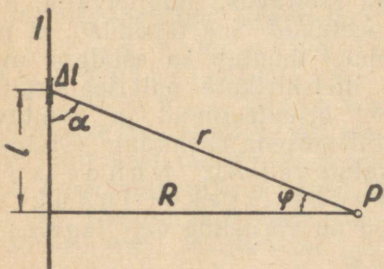
tugevus ja suund muutuvad, tuleb töö arvutada väikeste elementaarihete tööde summana.

$$A = \Delta A_1 + \Delta A_2 + \dots + \Delta A_n = m(H_1 \Delta l_1 \cos \alpha_1 + H_2 \Delta l_2 + \dots + H_n \Delta l_n \cos \alpha_n).$$

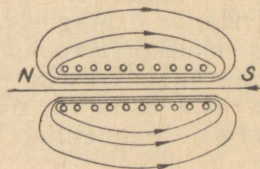
Arvutame töö magnetpooluse liikumisel ümber sirgjuhtme, milles vool on tugevusega I . Sel juhul on tungjooned ringjooned (joon. 27). Juhtmest kaugusel r on väljatugevus $H = \frac{2I}{r}$. Kui poolus m liigub ümber juhtme mööda ringjoont raadiusega r , siis nurk $\alpha = 0$ ja $\cos \alpha = 1$, väljatugevus H on konstantne ja nihete summa võrdub ringjoone pikkusega $2\pi r$. Seega

$$A = m \frac{2I}{r} \cdot 2\pi r = 4\pi I m.$$

Tulemus näitab, et töö on sõltumatu liikumistee raadiusest. Kuna liikumine tungjoonte ristsihis toimub töö kuluta, siis võime erinevad teesad liikuda erinevail tungjoontel ehk üldisemalt, võime ümber juhtme liikuda ükskõik millist kin-



Joon. 32.



Joon. 33.

nist kõverat mööda, ilma et muutuks töö suurus. Mitmekordse ringkäigul töö vastavalt mitmekordistub. Kui ringkäik haarab mitut paralleelset juhet, siis töö arvutamiseks tuleb liita nende juhtmete voolud algebraliselt. Ühikpooluse liikumisel ümber juhtme tehtud tööd nim. ka juhtme magnetomotoorseks jõuks. Magnetomotoorne jõud avaldub järgmise valemiga

$$\frac{A}{m} = 4\pi I.$$

31. Magnetvälja tugevus solenoidis. Kui viime magneti ühikpooluse piki kinnist tungjoont läbi solenoidi, siis oleme ringkäiguga ümbritsenud kõik solenoidi n keerdu ja magnetitugevuse töö $A = 4\pi I n$ (1). Pääaegu kogu töö tehakse liikumisel solenoidi sees teel S -st kuni N -ni, sest väljaspool solenoidi, poolustest eemaldudes, kahaneb väljatugevus kiiresti. Mida pikem on solenoid, seda tähtsusetum osa kogu tööst kulub välistekonnale. Kül-

lalt pikas ja tihedalt mähitud poolis on väljatugevus H konstantne ja kuna liikumine toimub piki tungjoont, siis on $\alpha = 0$ ning tehtud töö $A = H \Sigma \Delta l = Hl$ (2), kus l tähendab solenoidi pikkust.

Seosed (1) ja (2) tähendavad sama tööd, seega

$$Hl = 4\pi In, \text{ millest } H = 4\pi \frac{nl}{l}.$$

Siin voolutugevus on arvestatud CGSM-süsteemi ühikutes.

Kui voolutugevust mõõta amprites ja pikkust sentimeetreis, siis väljatugevuse saamiseks örstedides tuleb kasutada võrdetegurit 0,1. Sel juhul

$$H = 0,4\pi \frac{nl}{l}.$$

Korrutist nl nim. amperkeerdude arvuks. Valemist näeme, et väljatugevus solenoidis on võrdeline amperkeerdude arvuga solenoidi pikkusühiku kohta.

32. Magnetiline induktsioon ja läbitavus. Magnetvälja, näit. solenoidi, paigutatud kehad magneetuvad. See tähendab, et neis kehis tekivad muutused, mille toimel muutub ka esialgne magnetväli. Nähtus on analoogiline dielektrikute polarisatsiooniga elektriväljas. Magnetvälja toimel orienteeruvad ja muutuvad aines molekulaarvoolud, mille tulemusena lisandub esialgsele magnetväljale H keha poolt tekitatud väli H_m . Nende summat $H + H_m = B$ nim. magnetiliseks induktsiooniks. Magnetiline induktsioon on võrdeline väljatugevusega

$$B = \mu H.$$

Võrdetegurit μ nim. magnetiliseks läbitavuseks ja see on ainet iseloomustav suurus. Vaakuumis, kus aine puudub, on $\mu = 1$ ja $B = H$.

Magnetilise induktsiooni mõõtühikut nim. gausiks, tähis Gs. Magnetiline induktsioon on vektoriline suurus ja kujutatakse induktsioonjoonte abil. Induktsioonjoontele risti asetatud pinnaühikut läbiv joonte arv on võrdne induktsiooni B suurusega antud pinnas. Kogu pinda läbivat induktsioonjoonte arvu nim. magnetvooks läbi selle pinna. Kui pind suurusega S asub kõikjal risti induktsioonjoontega B , siis on magnetvoog läbi selle pinna $\Phi = BS$. Kui vaadeldava pinna ristjoon moodustab induktsioonjoontega nurga α , siis on magnetvoog $\Phi = BS \cos \alpha$.

Magnetvoo mõõtühikuks on 1 joon, mida nim. ka maksvelliks ja tähistatakse Mx.

33. Para-, dia- ja ferromagnetism. Läbitavuse μ alusel on ained jaotatavad kolme rühma. Paramagnetilisteks nim. aineid, millel $\mu > 1$. Näiteks alumiinium, plaatina, hapnik, õhk. Diamagnetilistel ainetel on $\mu < 1$.

Näiteks vismut, keedusool, klaas, vesi, vesinik. Läbitavuse erinevus ühest on väga väike. Kõige diamagnetilisemal ainel vismutil on $\mu = 0,999824$. Paramagnetilistest ainetest plaatinal $\mu = 1,000360$. Paramagnetilistele ainetele mõjub magnetiväljas tung tugevama välja suunas, diamagnetilistele nõrgema välja suunas.

Kolmanda rühma moodustavad ferromagnetilised ained, mille läbitavus on väga palju kordi ühest suurem ja sõltub väljatugevusest. Ferromagnetiliste ainete hulka kuuluvad raud, nikkel, koobalt ja mitmed teised elemendid ning ühendid. Magnetid mõjuvad ferromagnetilistele ainetele tõmbavalt. Ferromagnetilised omadused esinevad aineil ainult tahkes olekus. Teatud temperatuurist, nn. Curie punktist, kõrgemal temperatuuril kaovad ferromagnetilised omadused. Näiteks raual 769°C ületamisel. Ferromagnetilistest ainetest on võimalik valmistada püsivmagnetid, sest peale välise välja lakkamist säilivad neil aineil suuremal või vähemal määral magneti omadused. Para- ja diamagnetiliste ainete magnetväli kaob välise välja kadudes.

34. Magnetiline separaator. Magnetiliseks separaatoriks nim. seadeldist, 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. Ferromagnetilised ained tõmbuvad pooluste poole ja eemaldatakse. Kasutatakse näit. peenkeramikas savi puhastamiseks rauaosakekest. Magnetilist separaatorit kasutatakse ka umbrohuseemnete eraldamiseks viljast. Puhastatav vili segatakse peene rauapuruga, mis liitub kergesti karvaste umbrohuseemnetega, kuid ei jää viljaterade külge. Niisugust segu läbi separaatori lastes tõmbuvad umbrohuseemned magnetite külge ja eralduvad viljast.

35. Magnetvälja mõju voolule. Ponderomotoorne elektrodünaamiline tung. Ampère'i seadus. Katsed näitavad, et elektrivool mõjub tungiga magnetile ja magnet omakorda voolujuhtmele. Samuti mõjustavad üksteist tungiga kaks voolujuhet, püüdes üksteist liikuma panna. Niisuguseid mehaanilisi mõjusid nim. ponderomotoorseiks tungideks. Nähtuse selgitamiseks lähtume magnetväljadest. Magnetvälja mõju elektrijuhtmele võime arvutada lähtudes Biot-Savart'i seadusest (§ 27).

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

Kui punkti P (joon. 34) paigutada magnetpoolus tugevusega m , siis sellele poolusesle mõjub tung

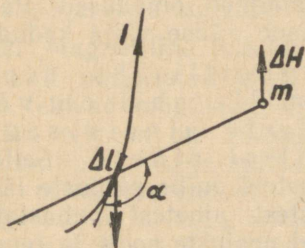
$$\Delta F = m \Delta H = \frac{m I \Delta l}{r^2} \sin \alpha$$

Tungi suund on risti vooluelemendi ja poolusega määratud tasandiga. Newtoni III seaduse põhjal mõjub niisama suur, kuid vastassuunaline tung vooluelemendile. Eelmises avaldises esinev suurus m tähendab magnetpooluse poolt tekitatud induktiooni B parajasti juhtmelemendi kaugusel poolusest ja avaldis $\frac{m}{r^2} \sin \alpha$ juhtmelemendiga ristiolevat väljatugevuse komponenti. Tähistame $\frac{m}{r^2} = \mu H = B$ (vaata §§ 26 ja 32), siis $\Delta F = \mu I H \Delta l \sin \alpha$, mis ongi Ampère'i seaduse matemaatiline kuju.

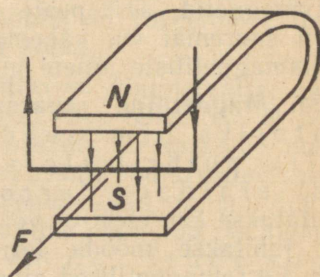
Sirgel l cm pikale väljaga ristiolevale juhtmele mõjub ühtlases väljas tung

$$F = 0,1 \mu I H l \text{ düüni,}$$

kui I mõõta amprites ja H örstedides (joon. 35).



Joon. 34.



Joon. 35.

Tungi suuna määramiseks võib kasutada vasakukäe reeglit. Kui paigutada sirutatud sõrmedega vasak käsi nii, et magnetvälja tungjooned suunduvad peopessa ja sõrmed näitavad voolu suunas, siis sirutatud põial näitab juhtmele mõjuva tungi suunda.

Ka liikuv elektrilaeng omab magnetvälja ja väline magnetväli mõjustab liikuvat elektrilaengut ning kallutab teda kõrvale sirgjoonselt teelt.

Magnetväljas vabalt liikuv juhe liigub risti väljaga.

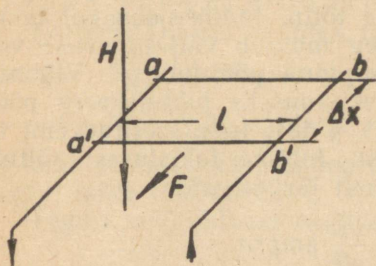
4. ELEKTROMAGNETILINE INDUKTSIOON.

36. Elektrodünaamilise tungi töö. Juhtme liikumisel magnetväljas tehtava töö arvutamiseks lähtume joonisest 36, kus on kujutatud magnetväljale risti oleval tasandil kaks paralleelset juhtmelõiku, mida ühendab kergesti liikuv kolmas juhe pikkusega l . Kui magnetvälja tugevus on H , voolutugevus juhtmes I ja keskkonna läbitavus μ , siis mõjub juhtmele tung $F = \mu H I l$,

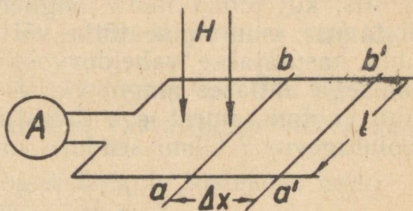
mille suund on märgitud joonisel. Liikugu juhe asendist ab asendisse $a'b'$ läbides pikkuse Δx , siis seejuures tehtud töö $\Delta A = \mu H I \Delta x$. Korrutis $\mu H = B$ ja $I \Delta x$ on juhtmelõigu l poolt liikumisel kaetud pind. Seega korrutis $\mu H I \Delta x$ tähendab juhtmelõigu l poolt liikumisel lõigatud magnetvoogu $\Delta \Phi$ ja võime kirjutada

$$\Delta A = I \Delta \Phi$$

Töö on võrdeline voolutugevusega ja lõigatud magnetvooga. Töö mõõdub ergides, kui I mõõta CGSM ühikuis ja $\Delta \Phi$ maksvellides.



Joon. 36.



Joon. 37.

37. Elektromagnetilise induksiooni seaduse tuletamine energia jäävuse seadusest. Faraday seadus. Induktsioonvooluks nim. elektrivoolu, mis tekib magnetväljas liikuvast juhtmes või magnetvälja muutumisel, milles asub juhe. Helmholtz näitas, et tekkiva induksioonvoolu tugevust võib määrata lähtudes energia jäävuse seadusest. Kujutame joonisel 37 juhtmelõigu l liigutamist ühtlases magnetväljas, kus juhtmetega piiratud tasand on risti magnetväljaga. Erinevalt eelmisest joonisest pole juhtmes enne voolu ja see tekib alles juhtme liigutamise tagajärjel induksioonvooluna. Nihutame juhtmelõigu l ajavahemikus Δt pikkuse Δx võrra asendist ab asendisse $a'b'$. Tähistame tekkiva voolutugevuse I -ga ja elektromotoorse jõu E -ga, siis on ajavahemikus Δt tekitatud voolu töö $\Delta A = E I \Delta t$ džauli, kui E on mõõdetud voltides ja I amprites.

Magnetväljas tugevusega H juhtme liigutamisel, milles voolutugevus I , peame kulutama tööd vastavalt § 36 esitatud valemile. Eelmisel juhul pandi juhe liikuma ponderomotoorse tungi poolt. Käesoleval juhul peame liikuma sellele tungile vastasuunas. Seetõttu

$$\Delta A = - I \Delta \Phi \text{ ergi.}$$

Kui mõõdame I amprites, siis $\Delta A = - 0,1 I \Delta \Phi$ ergi ehk džaulides $\Delta A = - 10^{-8} I \Delta \Phi$.

Energia jäävuse seaduse põhjal peavad võrduma elektrivoolu töö ja ponderomotoorse tungi vastu tehtud töö. Seega

$$EI\Delta t = -10^{-8}I\Delta\Phi \text{ ehk}$$

$$E = -10^{-8} \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \text{ volti.}$$

Saadud valem on Faraday induktsiooniseaduse matemaatiline kuju. Seadus on sõnastatav järgmiselt.

Juhtmes indutseeritud elektromotoorne jõud on võrdeline juhtme poolt piiratud pinda läbiva magnetvoo muutuse kiirusega.

Vaadeldud juhul muutus juhtme poolt piiratud pinda läbiv magnetvoog juhtmelõigu l liikumise tõttu. Induktsioonvool tekib ka siis, kui pinda läbiv magnetvoog muutub väljatugevuse või läbitavuse muutmise tõttu või ka pinna pöördumisel. Viimast juhtu kasutatakse vahelduvvoolu tekitamiseks juhtmekeeru pööramisega ühtlases magnetväljas (vt. § 40). Indutseeritud emf ei sõltu juhtme ainest ega takistusest. Juhtme takistusest sõltub voolutugevus I Ohmi seaduse kohaselt järgmiselt:

$$I = \frac{E}{R} = -\frac{10^{-8}}{R} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \text{ amprit.}$$

Valemist järgneb, et $I\Delta t = -\frac{10^{-8}}{R} \Delta\Phi$. Siin $I\Delta t = \Delta q$ tähendab elektri hulka. Seega $\Delta q = -\frac{10^{-8}}{R} \Delta\Phi$ kulonit. Valemist nähtub, et liikumapandud elektri hulk on sõltumatu magnetvoo muutuse kiirusest ja sõltub ainult juhtme takistusest ning magnetvoo muutusest.

38. Lenzi reegel. Lenzi reegel määrab induktsioonivoolu suuna. Indutseeritud vool on sellise suunaga, et tema magnetväli takistab induktsiooni esilekutsumat põhjust.

Joonisel 36 kujutatud katsel on indutseeritud voolu suund selline, et juhe l peab ponderomotoorse tungi mõjul liikuma voolu indutseerivale liikumisele vastassuunas. See raskendab induktsioonvoolu tekitamist ja tehtava töö arvel tekibki induktsioonvool nagu näidatud eelmises §-is. Indutseeritud voolu suuna määramiseks magnetväljas liikuvast juhtmes võib kasutada vasakukäe reeglit. Kui paigutada sirutatud sõrmedega vasak käsi nii, et magnetvälja tungjooned suunduvad peopesa ja sõrmed näitavad liikumise suunda, siis sirutatud põial näitab indutseeritud voolu suunda.

39. Vastastikune ja omainduktsioon. Olgu kõrvuti kaks vooluringi, nii nagu see kujutatud joonisel 38. Igasugune voolutugevuse I_1 muutus esimeses ringis indutseerib emf E_2 teises ringis, sest esimese vooluringi poolt tekitatud magnetvoog läbib ka teist ringi. Voolu I_1 magnetvälja tugevus on võrdeline voolutugevu-

sega. Järelikult ka teist vooluringi läbiv magnetvoog Φ_2 on võrdeline I_1 -ga ja magnetvoo muutuse kiirus võrdeline voolutugevuse muutuse kiirusega.

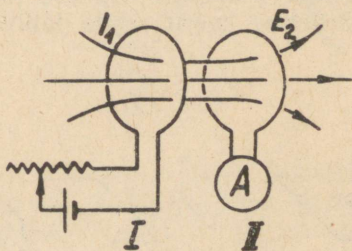
$$\Phi_2 = L_{1,2}I_1 \text{ ja } \frac{d\Phi_2}{dt} = L_{1,2} \frac{dI_1}{dt}$$

$$\text{Järelikult } E_2 = -L_{1,2} \frac{dI_1}{dt}.$$

Võrdetegurit $L_{1,2}$ nim. kahe juhtme vastastikuse induktsiooni teguriks.

Kordame katset muutes teises juhtmes voolutugevust I_2 kiirusega $\frac{dI_2}{dt}$, siis indutseeritakse esimeses juhtmes emj $E_1 = -L_{2,1} \frac{dI_2}{dt}$. Võib näidata, et alati on $L_{1,2} = L_{2,1}$. See tähendab, et kahe juhtme vahel esineb ainult üks vastastikuse induktsiooni tegur, mille tähtsime L .

Teguri mõõtühikuks on praktilises ühikute süsteemis henri.



Joon. 38.

Kahe juhtme vastastikuse induktiivsuse tegur on 1 henri, kui voolutugevuse muutus 1 amper sekundis ühes juhtmes indutseerib elektromotoorse jõu 1 volt teises juhtmes. Teguri suurus sõltub juhtmete vastastikusest paigutusest ja suureneb näiteks mitmekordselt, kui juhtmekeerde läbib ühine raudsüdamik.

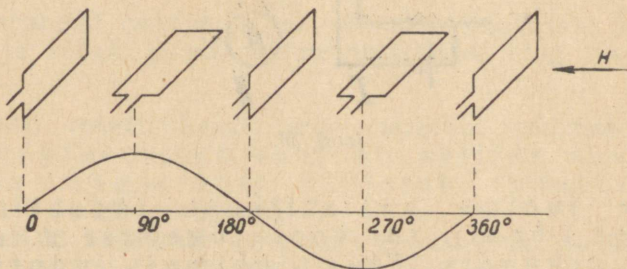
Vooluringi poolt tekitatud magnetvoog läbib ka vooluringi poolt piiratud pinda. Seega magnetvoo muutus indutseerib emj ka samas juhtmes. Seda nähtust nim. enda- ehk oma induktsiooniks. Voolutugevuse kasvamisel juhtmes suureneb ka magnetvoog ja indutseeritud emj on vastassuunaline voolu tekitavale elektromotoorsele jõule ning aeglustab seetõttu voolutugevuse kasvu. Voolutugevuse kahanemisel on indutseeritud emj-ga samasuunaline ja aeglustab voolutugevuse nõrgenemist. Analooogia inertsiga mehaanikas. Vastastikuse induktsiooni valemid on rakendatavad ka oma-induktsioonile ja indutseeritud emj $E = -L \frac{dI}{dt}$. Siin L nim.

omainsiduktsiooni teguriks ehk lihtsalt juhtme induktiivsuseks. Mõõtühikuks on henri. Juhtme induktiivsus on 1 henri, kui voolutugevuse muutus 1 amper sekundis indutseerib juhtmes elektromotoorse jõu 1 volt. Üksiku juhtme induktiivsus on märkamatu väike. Induktiivsus on suur paljakeerulistel raudsüdamikuga poolidel. Niisugust pooli sisaldava vooluhela katkestamisel indutseerub pinge, mis võib ületada esialgset pinget kümneid ja isegi sadu kordi, sest katkestamisel on voolutugevuse muutus eriti kiire. Tekib nn. avamissäde, mis ohustab katkestit ja isolatsiooni.

5. SIINUSELINE VAHELDUVVOOL.

40. Juhtmekeeru pöörlemine ühtlases magnetväljas. Asetame homogeensesse magnetvälja, näiteks magneti pooluste vahele, pöörleva juhtmekeeru, mille pöörlemistelg on risti magnetväljaga (joon. 39). Kui keerd panna ühtlase kiirusega pöörlema, indutseerub keeru otstes muutliku suuruse ja suunaga pinge u . Pinge suurus on võrdeline keeru pinda läbiva magnetvoo muutuse kiirusega.

$$u = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$



Joon. 39.

Sel puhul on magnetvoo muutuse kiirus kujutatav siinusfunktsiooniga. Seega muutub siinuseliselt pinge u .

$$u = U_m \sin \varphi$$

Nurga φ seose tõttu ajaga t võime kirjutada (vt. I, § 43),

$$u = U_m \sin \frac{2\pi}{T} t \text{ ehk } u = U_m \sin 2\pi f t$$

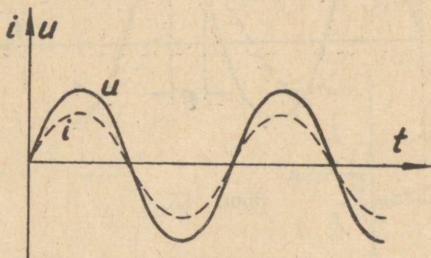
Tähistades $2\pi f = \omega$ on $u = U_m \sin \omega t$.

Siin U_m tähendab pinge maksimaalset väärtust ehk nn. haripinget, T pöörlemise perioodi, f sagedust ja ω nurksagedust.

Kui ühendada juhtmekeeru otsad, siis tekib juhtmes vool $i = I_m \sin \omega t$.

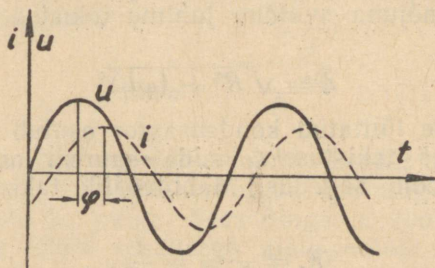
Väikeste tähtedega u ja i tähistatakse ajalisel muutuvaid nn. hetkväärtusi. Suurte, indeksiga märgitud tähtedega U_m ja I_m vahelduvvoolu hariväärtusi. I_m on seega vahelduvvoolu haritugevus.

41. Induktiivsuse ja mahtuvuse mõju voolu faasile. Kui ühendada eelmises §-s kirjeldatud pöörleva raami otsad lihtsa nn. oomilise takistusega, siis on pinge u ja voolutugevus i samas faasis (joon. 40), s. o. voolutugevuse ja pinge hariväärtused esinevad samaaegselt.



Joon. 40.

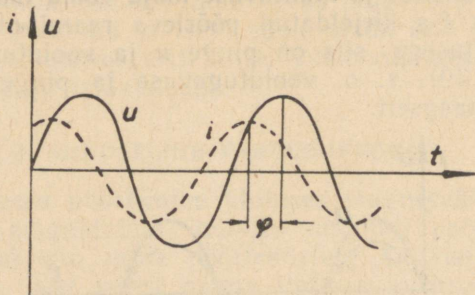
Kui ühendada raami otsad suure induktiivsusega juhtmega, siis tekitab vahelduvvool induktiivsuses elektromotoorse jõu, mis aeglustab voolutugevuse kasvu ja kahanemist. Seetõttu ei saavuta voolutugevus ühel ajal pingega hariväärtust, vaid hiljem (joon. 41). Hilinemist tähistame φ -ga ja selle suurus nurgamõõdus võib olla vahemikus 0 kuni $\frac{\pi}{2}$ sõltuvalt induktiivsuse suurusest võrreldes juhtme takistusega.



Joon. 41.

Analoogiline voolutugevuse nihe pinge suhtes esineb ka siis, kui pöörleva raami otsad ühendada kondensaatoriga. Vahelduvpinge toimel laadub ja tühjeneb kondensaator perioodiliselt. Siin on voolutugevus faasilt kuni veerandperioodi ees (joon. 42). Nur-

gamõõdus võib olla φ vahemikus 0 kuni $\frac{\pi}{2}$ sõltuvalt juhtme takistusest ja kondensaatori mahtuvusest. Nurka φ -d nim. faasinihkeks. Mahtuvus ja induktiivsuse mõjustavad faasinihet vastassuunades. Induktiivsuse puhul on faasinihe positiivne, mahtuvuse puhul negatiivne.



Joon. 42.

42. Induktiivne, mahtuvuslik ja kogutakistus. Induktiivsuses vahelduvvoolu ahelas mõjub induktiivsuses indutseeritava emj tõttu takistusena, mida nim. induktiivtakistuseks. Induktiivtakistuse suurus R_L sõltub ahela induktiivsusest ja vahelduvvoolu sagedusest.

$$R_L = 2\pi fL = \omega L$$

Siin f tähendab vahelduvvoolu sagedust ja L juhtme induktiivsust. Mõõtes f hertsides ja L henrides mõõttub R_L oomides.

Peale induktiivtakistuse R_L omab juhe ka oomilist takistust R . Nende koosmõjuna avaldub juhtme takistus Z vahelduvvoolule järgmiselt

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$$

Vooluahelasse lülitatud kondensaator osutub vahelduvvoolule seda väiksemaks takistuseks, mida suurem on kondensaatori mahtuvus ja voolu sagedus. Mahtuvuslik takistus R_c avaldub järgmiselt

$$R_c = \frac{1}{2\pi fC} = \frac{1}{\omega C},$$

kus C on kondensaatori mahtuvus. Kui C mõõta faradites ja f hertsides, siis R_c avaldub oomides. Kui vooluringis on ka oomiline takistus R , siis kogutakistus

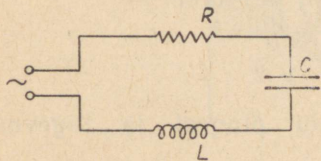
$$Z = \sqrt{R^2 + \frac{1}{(\omega C)^2}}$$

Kui vooluringi on lülitatud järjestikku oomiline takistus R , pool induktiivsusega L ja kondensaator mahtuvusega C , siis nende kogutakistus Z on arvutatav järgmise valemi põhjal

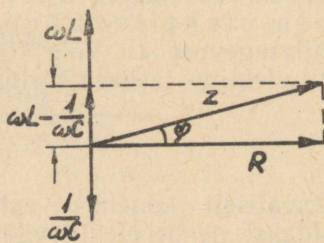
$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

Lülitust kujutab joonis 43.

Esitatud valem määrab vooluringi nn näivtakistuse, mis koosneb oomilisest ehk tegevtaakistusest R ning ebataakistusest $\omega L - \frac{1}{\omega C}$.



Joon. 43.



Joon. 44.

Takistuse Z määramine on kergesti teostatav graafiliselt joonisel 44 esitatud viisil. Kanname suurused ωL , $\frac{1}{\omega C}$ ja R ühisest alguspunktist lähtuvate vektoritena nii, et ωL ja $\frac{1}{\omega C}$ on vastassuunalised ja R neile risti. Neid kolme vektorit liites leiame takistuse Z . Peale selle esineb joonisel ka faasinihke nurk φ . Nurk φ on arvutatav järgmisest seosest:

$$\tan \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

43. Ohmi seadus vahelduvvoolule. Teades vooluringi takistust vahelduvvoolule, võime arvutada voolutugevust selles ahelas, kui on teada ka pinget. Seos pinget ja voolutugevuse vahel on analoogiline Ohmi seadusega alalisvoolule. Ainult takistuse avaldis on keerulisem.

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

Kui mahtuvus puudub, siis $I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}$

ja kui puudub induktiivsus, siis
$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

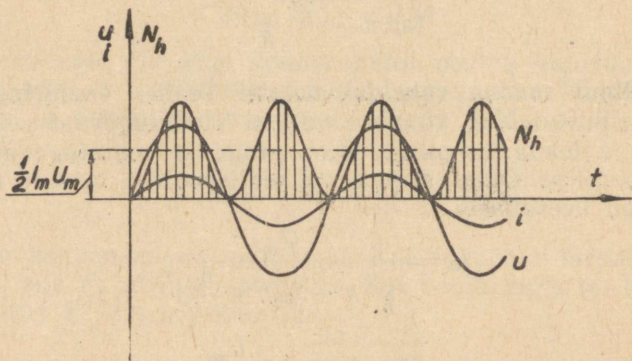
Voolutugevus mõõhtub amprites, kui U_m on voltides ja takistus oomides.

44. Vahelduvvoolu efektiivväärtused. Vahelduvvoolu iseloomustamiseks energieetilisest seisukohast ei kasutata hetkväärtusi (u ja i) ega ka hariväärtusi (U_m ja I_m). Kasutades vahelduvvoolu mõõtmiseks riista, mis sobib nii alalis- kui ka vahelduvvoolu mõõtmiseks, võime võrrelda mõlemaid vooluliike. Mõõtriist ei jälgi üldse muutusi vahelduvvoolu sagedusega ja näitab vähem hariväärtusest. Leitud lugemit nim. vahelduvvoolu efektiivväärtuseks. Efektiivpinge tähime U ja efektiivtugevuse I . Võib tõestada, et siinuselise vahelduvvoolu puhul efektiiv- ja hariväärtuste seos on järgmine:

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \text{ ja } I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$$

Tavaliselt kõneldes vahelduvvoolu pingest ja tugevusest mõeldakse nende efektiivväärtusi.

45. Vahelduvvoolu töö ja võimsus. Alalisvoolu võimsus on arvutatav pinge ja voolutugevuse korrutisena $N = UI$. Vahelduvvoolu hetkeline võimsus on samuti arvutatav voolutugevuse i ja pinge u korrutisena antud momendil. Hetkeline võimsus $N_h = ui$. Kui pinge ja voolutugevuse vahel puudub faasinihe, siis
$$N_h = I_m \cdot U_m \cdot \sin^2 \omega t = \frac{1}{2} I_m \cdot U_m (1 - \cos 2\omega t).$$
 Vastavat olenevust kujutab joon. 45. Vahelduvvoolu võimsus on perioodiliselt muutuv ja kaks korda suurema sagedusega kui vahelduvvool ise. Võimsust kujutava koosinuskõvera nulltase on tõstetud positiivsete ordinaatide suunas poole hariväärtuste korrutise võrra.



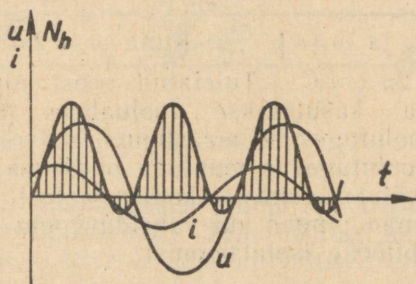
Joon. 45.

Et võimsuse kõver on sümmeetriline oma nulltaseme suhtes, siis keskmine võimsus ühe perioodi kestel on

$$N = \frac{1}{2} I_m U_m \text{ ehk kasutades efektiivväärtusi}$$

$$N = IU \text{ nii nagu alalisvoolu puhul.}$$

Esitatud valemid kehtivad siis, kui puudub faasinihe ja niisugune olukord on vooluvõrgus ainult oomilise takistusega koormamisel (hõõglambid, elektripliidid). Induktiivsel ja mahtuvuslikul koormamisel tekib faasinihe ning siis on osa võimsust nega-



Joon. 46.

tiivne, mida näitab ka arvutus ja joonis 46. Sel juhul on keskmine võimsus väiksem kui faasinihke puudumisel. Hetkeline võimsus avaldub siis $N_h = I_m U_m \sin \omega t \cdot \sin (\omega t + \varphi)$. Pärast trigonomeetrilist teisendust

$$N_h = I_m U_m \cos \varphi - \frac{1}{2} I_m U_m \cos (2\omega t + \varphi).$$

Keskmise võimsuse arvutamisel peame silmas, et $\cos (2\omega t + \varphi)$ keskmine väärtus ühe perioodi vältel on null ja avaldisest säilib vaid esimene liige. Seega keskmine võimsus

$$N = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi$$

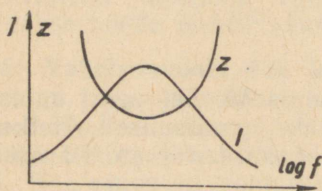
ehk kasutades efektiivväärtusi

$$N = IU \cos \varphi.$$

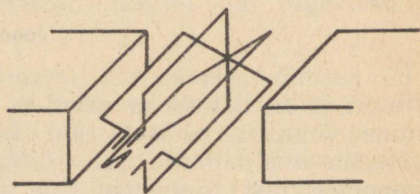
Tegurit $\cos \varphi$ nim. vahelduvvoolu võimsusteguriks ja ta on vahelduvvoolu võimsuse ja töö arvutamisel suure tähtsusega. Kui $\varphi = 90^\circ$, siis $N = 0$. Niisugune olukord võib esineda väikese oomilise takistuse ja suure induktiivsuse või mahtuvuse korral. Siis on positiivne ja negatiivne võimsus keskmiselt võrdsed ja kogusumma on null. Negatiivne võimsus tähendab seda, et tarbija annab energiat vooluvõrku tagasi. Vahelduvvoolu töö arvutamisel tuleb keskmine võimsus korrutada vastava ajaga nagu alalisvoolu töö puhul.

$$A = Nt = IUt \cos \varphi$$

46. Resonants vahelduvvoolu ahelas. Thomsoni valem. Kui vahelduvvoolu ahelasse on järjestikku lülitatud R , L ja C (vt. joon. 43), siis niisuguse ahela takistus Z vahelduvvoolule konstantsete R , L ja C puhul sõltub vahelduvvoolu sagedusest f . Sõltuvus on kujutatud joonisel 47, kus laiema piirkonna esitamiseks sageduste teljel on kasutatud logaritmilist skaalat. Joonisele on kantud ka voolutugevuse I kõver. Takistus osutub minimaalseks, kui avaldis $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$. Siis $Z = R$. Sagedust, mille puhul $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$ nimetatakse resonantssageduseks. Seosest järgneb $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ ja $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$. Kuna $\omega = 2\pi f$, siis $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}$ ja periood $T = 2\pi \sqrt{LC}$. Tuletatud seost nim. Thomsoni valemiks ja kasutatakse vooluahela resonantssageduse määramiseks. Voolutugevuse maksimumi määrab siin R . Kui R on väike, võib voolutugevus muutuda ohtlikuks seadmetele. Kirjeldatud juhul võivad esineda kondensaatori ja induktiivsuse klemmidel suuremad pinged kui vahelduvvoolu generaatoril. See võib tekitada läbilööke isolatsioonist.



Joon. 47.



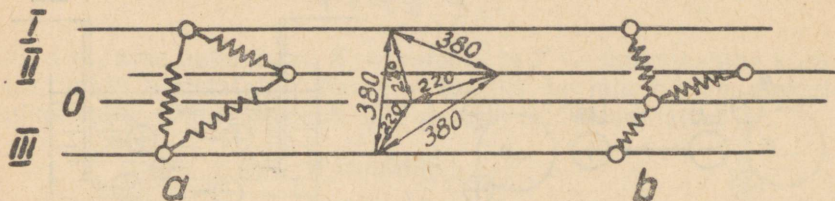
Joon. 48.

47. Kolmefaasise voolu mõiste Dolivo-Dobrovolski tööd. Mõningail tehnilistel kaalutlustel osutub sobivamaks vahelduvvool, mida tekitatakse kolme üksteise suhtes 120° võrra pööratud juhtmekeeru (mähise) pöörlemisel magnetväljas (joon. 48). Kõigis kolmes mähises indutseerub pöörlemisel vahelduvvool. Mähiste tasapinnad on üksteise suhtes 120° nihutatud ja seetõttu erinevad ka voolude faasid. Tekib kolm erineva faasiga vahelduvvoolu, millede pinged võime vastavalt kirjutada: $u_1 = U_m \sin \omega t$, $u_2 = U_m \sin (\omega t - 120^\circ)$, $u_3 = U_m \sin (\omega t - 240^\circ)$ ja analoogiliselt voolutugevused $i_1 = I_m \sin \omega t$, $i_2 = I_m \sin (\omega t - 120^\circ)$, $i_3 = I_m \sin (\omega t - 240^\circ)$. Niisugust voolu nim. kolmefaasiseks vooluks. Ühes mähises tekkinud voolu tarbijani juhtimiseks on vaja 2 juhet. Näiliselt tuleks kolmefaasilise voolu puhul kasutada kuut juhet. Tegelikult piisab kolmest, kui mähised on võrdselt koormatud, sest $i_1 + i_2 + i_3 = I_m [\sin \omega t + \sin (\omega t - 120^\circ) + \sin (\omega t - 240^\circ)] = 0$, kuna $\sin \omega t + \sin (\omega t - 120^\circ) + \sin (\omega t - 240^\circ) = 0$ igal t väärtusel.

Kolmefaasise voolu tarbimisel esineb kaks

lülitusviisi: nn. kolmnurk- ja tähtlülitus. Joonisel 49 on kujutatud kolm nn. faasijuhet ja neljas nn. nulljuhe, mis on vajalik ainult paljude tarbijate koormuse ühtlustamiseks.

Kolmnurklülituses lülituvad tarbijad kahe faasijuhtme vahele (joon. 49a). Tähtlülituses faasijuhtme ja nulljuhtme vahele (joon. 49b). Laialdaselt kasutatakse kolmefaasist voolu, kus pinge faasijuhtmete vahel on 380 V ja faasi ja nulljuhtme vahel — 220 V.



Joon. 49.

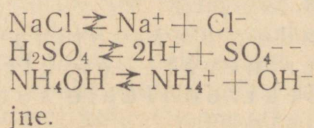
Tehnikas võttis kolmefaasise voolu tarvitusele vene elektriinsener M. Dolivo-Dobrovolski. Tema ehitas ka esimese kolmefaasise voolu mootori 1889. a., mis on ehituselt eriti lihtne. Kolmefaasise voolu mootori lihtsus ongi peamiseks selle voolusüsteemi eeliseks.

48. Elektrolüüs. Puhtad vedelikud, näiteks destilleeritud vesi, juhivad elektrit väga halvasti. Head elektrijuhid on soolade, hapete ja aluste vesilahused, nn. elektrolüüdid. Laengu kandjateks elektrolüütides on lahustatud aine dissotsieerunud molekulide elektriliselt laetud osad — ionid. Näiteks NaCl vesilahuses on osa molekule dissotsieerunud olekus ning esinevad positiivselt laetud naatriumi (Na^+) ja negatiivselt laetud kloori (Cl^-) ionidena. Dissotsiatsiooni põhjustavad elektrostaatilised tungid lahustatud aine molekulide ja lahusti molekulide kui dipoolide vahel. Nähtust selgitab joonis 50.

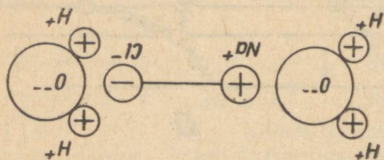
Joonisel kujutatud molekulide asetus põhjustab NaCl molekulis sideme nõrgenemise Na^+ ja Cl^- vahel ning selline nõrgenenud sidemega molekul võib mõne teise kiiresti liikuva molekuliga kokku põrgates laguneda ionideks.

Paralleelselt dissotsiatsiooniprotsessiga toimub ka molisatsioon, s. o. molekulide tekkimine vastasmärgiliste ionide kohtumisel. Mõlemad nähtused — dissotsiatsioon ja molisatsioon — on liikuv tasakaalus, s. t. antud ajavahemikul lagunenud ja tekkinud molekulide arv on sama.

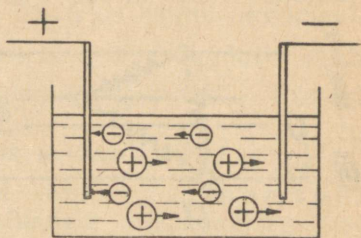
Dissotsiatsiooni- ja molisatsiooniprotsesse märgitakse järgmiselt:



Kui asetada elektrolüüti vooluallikaga ühendatud juhtmed — elektroodid — tekib lahuses elektriväli ning algab ionide korrapärane liikumine (joon. 51). Positiivse laenguga ionid (katioonid) liiguvad negatiivsele elektroodile (katoodile) ja negatiivse laenguga ionid (anioonid) positiivsele elektroodile (anoodile). Selle tulemusena läbib elektrolüüti elektrivool.



Joon. 50.



Joon. 51.

Elektrolüüdist elektri läbivoolamisega seotud nähtusi nimetatakse elektrolüüsiks. Elektrolüüsi protsessis ionid, jõudes vastava elektroodini, annavad sellele ära oma laengu ning muutuvad neutraalseteks aatomiteks või aatomirühmadeks, mille edasine saatus oleneb nende ning lahusti ja elektroodide ainete keemilistest omadustest. Nad võivad katta elektroode tahke kihina, eralduda lahusest gaasina või astuda keemilisse reaktsiooni lahusti või elektroodiga ning selle tulemusena tekitada uusi aineid.

49. Faraday seadused. Elektrolüüsi kvantitatiivsete uurimiste põhjal tuletas Faraday kaks seadust.

Faraday I seadus. Elektrolüüsi tulemusena elektroodidel eraldunud aine hulk on võrdeline elektrolüüti läbinud elektri hulgaga:

$$m = kQ,$$

kus m on eraldunud aine hulk, Q — elektrolüüti läbinud elektri hulk ja k — antud aine elektrookeemiline ekvivalent, mis näitab ühe laenguühiku toimet elektrolüüdist eraldunud aine massi.

Kui elektrolüüti läbiva voolu tugevus on püsiv, võib Faraday I seadust väljendada veel järgmise valemiga:

$$m = kIt,$$

kus I on voolutugevus, t — aeg.

Faraday II seadus: Kui juhtida võrdsel hulgal elektrit läbi erinevate elektrolüütide, siis eraldub neist elektroodidele sama arv gramm-ekvivalente aineid.

Gramm-ekvivalendi all mõistetakse nii mitut grammi ainet, kui suur on aine keemiline ekvivalent, s. o. aatomkaalu ja valentsi suhe.

Seda seadust võib sõnastada ka teisiti:

Ainete elektrokeemilised ekvivalendid on võrdelised keemiliste ekvivalentidega

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{Z},$$

kus A on aine aatomkaal, Z — valents ja F — universaalne konstant, mida nimetatakse Faraday arvuks ja mis näitab elektrihulka, mille toimel eraldub üks gramm-ekvivalent ainet

$$F = 96496 \frac{C}{g\text{-ekv.}}$$

Kui ühendada kaks Faraday seadust, saame üldise valemi, mis võimaldab arvutada elektroodidel eraldunud aine hulka

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} Q$$

ehk püsiva voolutugevuse korral

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} It.$$

50. Elektroni laengu määramine elektrolüüsist. Tähistame antud iooni aatomkaalu A -ga ning tema valentsi Z -ga. Elektroni laengu tähistame tähega e . Kui lahust läbinud laengu Q toimel elektroodil eraldub n iooni, siis $Q = neZ$.

Eraldunud ionide kogumass $m = \frac{n}{N} \cdot A$, kus N on Avogadro arv, mis näitab aatomite arvu ühes gramm-aatomis ja mille väärtus on $6,02 \cdot 10^{23}$.

Eelmistest avaldistest järgneb, et $Q = mN \frac{Z}{A} e$.

Kui lahust läbinud laeng $Q = F$ (kulonit), siis eraldunud aine hulk $m = \frac{A}{Z}$ (grammi) ning $F = Ne$.

Siit $e = \frac{F}{N}$

$$e = \frac{96496}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ (kulonit)} = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ (LÜ)}.$$

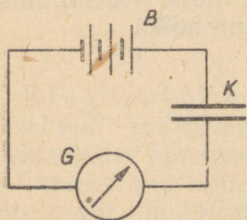
51. Gaaside ioniseerimine. Vahendamata ja vahendatud juhtivus. Atmosfääri rõhuga võrdse või sellest suurema rõhu korral on gaasid head isolaatorid. See fakt viitab asjaolule, et gaasides puuduvad laengukandjad, s. o. laetud osakesed — elektronid ja ioonid — või täpsemalt öeldes: neid esineb väga vähesel määral.

Gaasi võib muuta heaks elektrijuhiks, kui temas mingil viisil tekitada küllalt suurel hulgal ioone. On teada terve rida sel-

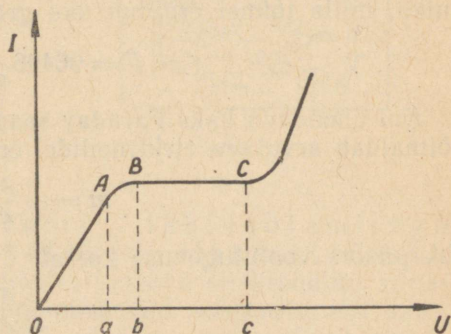
liseid gaase ioniseerivaid (ioone tekitavaid) vahendeid, nagu leek, röntgen-, ultraviolet- ja radioaktiivsete ainete kiirgus jne.

Gaasi elektrijuhtivust, mis on tingitud välistest ioniseerivatest faktoritest, nimetatakse vahendatud juhtivuseks.

Kuid gaasid, eriti hõrendatud olekus, võivad juhtida elektrit ka n. ö. iseseisvalt, s. o. ionide kaudu, mida tekitab sama elektriväli, mis on ka voolu põhjustajaks. Sel juhul toimub nn. tõukeionisatsioon, kus ionid tekitatakse elektriväljas kiirendatud osakeste kokkupõrkumisel neutraalsete gaasimolekulidega.



Joon. 52.



Joon. 53.

Metallides ja vedelikes on voolutegevus võrdeline pingega (Ohmi seadus). Gaasides aga on voolutugevuse sõltuvus pingest palju keerulisem. Korraldame katse joonisel 52 kujutatud skeemi kohaselt, kus B on alalisvoolu allikas, mille pinget saab muuta küllalt ulatuslikult, G — galvanomeeter ja K — kondensaator. Kondensaatori plaatide vahel on õhk, mida läbib vool.

Voolu tugevuse sõltuvust pingest näitab joonisel 53 kujutatud graafik. Nagu graafikust nähtub, on väikeste pingete piirkonnas ($0a$) voolu tugevus võrdeline pingega. Pinge tõustes (ab) aga voolu tugevuse kasv võrreldes pinge tõusuga väheneb ja veel suuremate pingete korral (bc) saabub olukord, kus voolu tugevus ei sõltu pingest. Seda püsiva tugevusega voolu nimetatakse küllastusvooluks. Väga suurte pingete piirkonnas (c -st suuremad pinged) voolu tugevus kasvab järsult.

Kirjeldataud nähtuse füüsikaline põhjendus on järgmine.

Elektrivälja tugevus plaatide vahel kasvab võrdeliselt pingega. Tekkinud väljas algab plaatide vahel olevas õhus leiduvate ionide korrapärane liikumine, kusjuures ionide kiirus on võrdeline välja tugevusega ja seega ka plaatidevahelise pingega. Plaatidele jõudvate ionide hulk, samuti ka ülekantava laengu suurus on võrdeline ionide liikumise kiirusega, mille tõttu voolu tugevus osutub võrdeliseks pingega ($0a$). Kuid pinge kasvades

kasvab ka ionide kiirus ja saabub olukord, kus praktiliselt kõik tekkivadioonid tõmmatakse plaatidele (molisatsiooni tähtsus ionide suurte kiiruste tõttu on seejuures väike). Et aga ionide tekkimine ei olene elektriväljast, siis elektrivälja edasisel tugevnemisel suureneb küll veelgi ionide kiirus, kuid plaatidele jõudvate ionide hulk osutub juba konstantseks. Selles piirkonnas voolu tugevus ei sõltu enam pingest (*bc*). Elektrivälja kasvades tugevuseni 30 kV/cm muutub ionide kiirus niivõrd suureks, et põrkumisel neutraalsete õhumolekulidega löövad nad viimastest elektrone välja ning tekitavad niiviisi suurel hulgal uusi elektrone ja ioone, mis omakorda ioniseerivad neutraalseid molekule. Algab tõukeionisatsioon ning voolu tugevus kasvab järsult (*c*-st suuremad pinged).

Kasutades eespool toodud liigitust, tuleks vaadeldud skeemis piirkonda 0c lugeda vahendatud ja alates *c*-st vahendamata juhtivuse piirkonnaks.

52. Elektrinähtused atmosfääris. Maa atmosfääri elektrilise juhtivuse uurimised näitavad, et õhus leidub alati vähesel hulgal ioone (mõnisada paari 1 cm³ kohta). Nende ionide tekkimise põhjuseks on maapinna läheduses peamiselt radioaktiivsete ainete kiirgus.

Ionide tekkimise protsess toimub õhus vahetpidamata, kuid samaaegselt toimub ka isenimeliste ionide taasühinemine ehk rekombinatsioon, mistõttu õhus olevate ionide hulk on enam-vähem püsiv. Tavaliselt valitseb õhus väike positiivsete ionide ülekaal, põhjustades atmosfääris suunaga Maa poole oleva elektrivälja, mille tugevus on keskmiselt 1 V/cm. Selline väli tekitab atmosfääris elektri püstvoolu, tihedusega keskmiselt $3 \cdot 10^{-6}$ A/cm².

Suvel kuumaga toimub suurte elektrilaengute kogunemine pilvedesse, mis põhjustab tugeva pinge pilvede ja Maa vahel ning kutsub esile vahendamatu elektrilahenduse välgu näol. Oma liikumisel põhjustab välg gaaside tugevat kuumenemist ja selle tagajärjel nende järsku laialipaiskumist. Ühtlasi põhjustab välg oma teel veeauru lagunemist vesinikuks ja hapnikuks (paukgaaiks) ning samal ajal ka nende taasühinemist, mis koos õhumasside laialipaiskumisega tekitab müristamise. Tabades otseselt mõnda eset või elusorganismi, avaldab välg purustavat või surmavat toimet. Piksekaitseks kasutatakse kõige sagedamini piksevarrast.

Välku ja õhuelektrit hakati uurima XVIII sajandi kesksajaku. Esimestena töötasid sellel füüsika alal ameerika teadlane Franklin (1706—1790) ning vene teadlased Lomonossov (1711—1765) ja Richmann (1711—1753), kellest viimane sai uurimistööl välgu läbi surma. Juba need teadlased tõestasid, et välg on suur elektrisäde, ja et õhus on elektrilaenguid ka siis, kui äikest ei esine. Nad avaldasid esimestena arvamust ka selle kohta, et virmalised on õhuelektriga seotud nähtus.

53. Elektrivool hõrendatud gaasides. Atmosfääri rõhul algab gaasis vahendamata elektrilähendus ainult väga suurte väljatugevuste korral, sest ionide keskmine vaba tee pikkus on sel puhul väike ja nõrkades väljades nende energia ei ole küllaldane tõukeionisatsiooni esilekutsumiseks. Gaasi hõrendamisel ionide vaba tee pikkus kasvab ja ionide laviin tekib juba väiksemate väljatugevuste korral.

Kui 1 m pikkuse hõrendustoru elektroodidele anda mõne tuhande voldine pinge ning hakata hõrendustorust õhku välja pumpama, siis toimuvad selles vastavas järjekorras järgmised nähtused. Rõhul mõni cm Hg algab lahendus, esialgu lookleva niidikujulise sädeme näol. Rõhu langedes laieneb niit punaseks paelaks ja hiljem täidab peaaegu kogu toru ning katoodi pind kattub lillaka helenduva kihiga (esimene katoodhelendus). Algab nn. huumlahendus, kusjuures helenduse värvus sõltub torus olevast gaasist. Kui rõhk langeb alla 10 torri, tekib katoodi ja helenduva õhusamba vahele väga nõrgalt helenduv piirkond (teine pimeruum). Rõhu edasisel vähenemisel kasvab teise pimeruumi ulatus. Samal ajal kasvab ka positiivse samba kiirguse intensiivsus, saavutades maksimumi rõhul 4—2 torri. Edasisel hõrendamisel samba kiirguse intensiivsus väheneb ja sammas jaguneb üksteisest tumedate vahekihtidega eraldatud osadeks. Esimene katoodhelendus eraldub katoodi pinnalt ja pind kattub roosaka helendusega (teine katoodhelendus). Esimese ja teise katoodhelenduse vahel asub nn. esimene pimeruum. Vähendades rõhku 0,1 torrini, positiivne sammas praktiliselt kaob ning järjest nõrgenev katoodilt eraldunud negatiivne huumsammas ulatub peaaegu anoodini, kusjuures esimene pimeruum suureneb. Edaspidisel gaasi hõrendamisel kaovad kõik valgusnähtused ja katoodkiirte mõjul hakkab helenduma katoodi vastas olev toru sein. Selleks ajaks hõrendus on saavutanud väärtuse mõni tuhandik torri.

Huumvalgus leiab praktilist kasutamist eriti selleks ehitatud huumtorude näol valgusreklaamide valmistamisel, öölampidena, signaal- ning kontroll-lampidena jne.

54. Termoemissioon. Metallides on suurel hulgal vabu elektrone (juhtivuselektronid), mis on kaootilises soojusliikumises ja moodustavad elektrongaasi. Et need elektronid ei välju metallist, siis oletatavasti esinevad metalli pinna läheduses elektronidele mõjuvad tungid, mis on suunatud metalli sisse. Metallist väljumiseks peab elektron tegema nende tungide ületamiseks teatud hulga tööd (A). Seda tööd nimetatakse väljumistööks. Väljumistöö on erinevate metallide puhul isesugune. Et elektron on laetud osake, siis väljumistööd tingib elektriväli metalli pindkihis. Elektron, läbides pindkihi, läbib selles elektriväljas teatud potentsiaalide vahe φ .

$$A = e\varphi,$$

kus e on elektroni laeng.

Metallist on võimelised väljuma ainult need elektronid, mille kinetiline energia ületab väljumistöö, s. o.

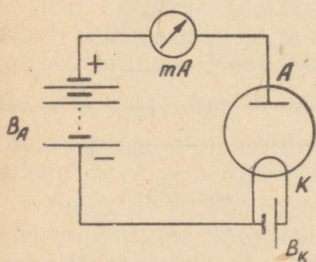
$$\frac{mv^2}{2} \geq e\varphi,$$

kus m on elektroni mass ja v metalli pinnaga ristiolev kiiruse komponent.

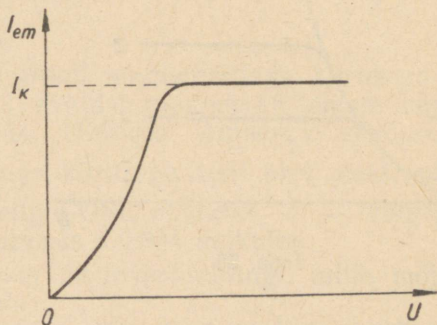
Toatemperatuuril on elektronide soojusliikumise kiirus väike ja valdav hulk elektrone jääb metalli sisse. Ainult vähesed nendest väljuvad metallist, moodustades tema pinna läheduses elektronpilve.

Temperatuuri tõustes suureneb juhtivuselektronide kiirus ja metall hakkab juba märksa suuremal hulgal emiteerima (välja saatma) elektrone: toimub nn. termoemissioon. Et emiteeriv keha ise laadub seejuures positiivselt, ei eemaldu väljunud elektronid temast. Üheaegselt elektronide emiteerimisega toimub ka nende tagasipöördumine kehasse, ning aja jooksul jääb väljunud elektronide arv püsima, on saavutatud liikuv tasakaal.

55. Elektrontoru (-lamp). Termoemissiooni on võimalik uurida elektrontorus s. o. õhutühjas balloonis, millesse on sisse viidud kaks elektroodi: hõõgkatood K ja anood A (joon. 54).



Joon. 54.



Joon. 55.

Külma (kütmata) katoodi korral anoodahelas voolu ei ole, sest vaakuumlambis puuduvad laengukandjad. Kui aga lülitada sisse katoodi küte B_K , hakkab milliampermeetri voolu registreerima, sest kuumenemisel katood emiteerib elektrone ja need liiguvad anoodile — tekib termo-emissioonvool.

Emissioonvoolu tugevus sõltub katoodi ja anoodi vahelisest pingest (anoodpingest) ja katoodi temperatuurist.

Konstantse pinge korral anoodvoolu tihedus avaldub järgmiselt:

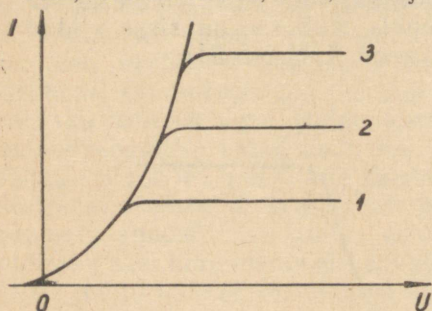
$$j = AT^2 e^{-\frac{b}{T}}$$

kus j on anoodvoolu tihedus, T — katoodi absoluutne temperatuur, e — loomulike logaritmide alus ning A ja b — metalli iseloomustavad empiirilised konstandid.

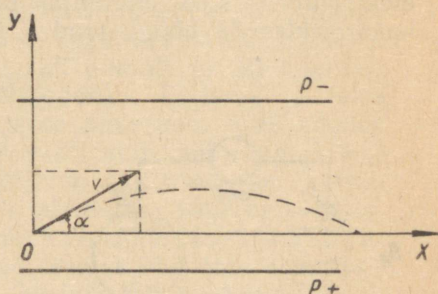
Anoodvoolu I sõltuvust anoodpingest U katoodi püsiva temperatuuri juures näitab graafik (joon. 55).

Nagu graafikust nähtub, väikeste pingete puhul anoodvool pingest tõustes kasvab, kuid teatud pinge väärtusest alates jääb püsima (küllastusvool I_k). See vastab olukorrale, kus elektrivälja katoodi ja anoodi vahel kasvab niivõrd tugevaks, et kõik hõõgniidist väljuvad elektronid tõmmatakse anoodile. Küllastusvoolu tugevus sõltub suurel määral katoodi temperatuurist, ta kasvab temperatuuri tõustes. Joonisel 56 on kujutatud anoodvoolu ja -pinge vaheline sõltuvus katoodi erinevatel temperatuuridel. Kõverale 1 vastab temperatuur T_1 , kõverale 2 — T_2 jne., kusjuures $T_1 < T_2 < T_3$.

Kirjeldatud elektronitoru — diood — on kõige lihtsam tänapäeva tehnikas kasutusel olevatest elektronitorudest. Tal on ainult kaks elektroodi. Elektroodide arv võib elektronitorus aga olla suurem, näiteks kolm, neli, viis jne.



Joon. 56.



Joon. 57.

56. Laetud osakeste liikumine elektri- ja magnetväljades.

1. Vaatleme elektroni liikumist homogeenses elektriväljas, mis on tekitatud kondensaatori plaatide PP vahel vaakumis (joon. 57).

Tähistame elektroni massi m -ga, tema laengu e -ga ja kiiruse punktis O (välja sattudes) v -ga ning välja tugevuse E -ga. Kirjeldame elektroni liikumist ristkoordinaatteljestiku XOY abil, mille telg OX on paralleelne kondensaatori plaatidega. Telje OX suunas liigub elektron püsiva kiirusega $v \cos \alpha$. Telje OY suunas on elektroni liikumine ühtlaselt muutuv kiirendusega a , mille määrab elektrivälja mõju elektronile: $ma = eE$.

Mingil ajamomendil t elektroni koordinaadid avalduvad järgmiselt: $x = v \cos \alpha \cdot t$, $y = v \sin \alpha \cdot t + \frac{at^2}{2}$.

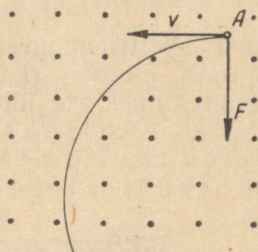
Kui nendest võrranditest elimineerida t , saame elektroni trajektori võrrandi

$$y = \tan \alpha \cdot x + \frac{eE}{2mv^2 \cos^2 \alpha} \cdot x^2.$$

See on ruutparabooli võrrand, mille sümmeetriatelg on paralleelne väljaga.

Seega homogeenises elektriväljas elektron liigub ruutparabooli mööda.

2. Vaatleme nüüd elektroni liikumist homogeenises magnetväljas, mis on risti joonisega ja suunatud lugeja poole ning mille tugevus on H (joon. 58).



Joon. 58.

Kui elektron liikudes risti antud magnetväljaga kiirusega v satub sellisesse välja punktis A , avaldab magnetväli temale mõju, mille suuruse saab arvutada lähtudes Ampère'i seadusest $F = \frac{evH}{c}$, (1) kus F on välja ja kiirusega risti olev elektronile mõjuv tung, e — elektroni laeng CGSE ühikutes, c — valguse kiirus ja H — magnetvälja tugevus CGSM ühikutes.

Tungi F võime vaadelda kui tsentripetaaltungi, mille mõjul elektron liigub ringjoont mööda.

Mehaanikast tunneme tsentripetaaltungi avaldist $F = \frac{mv^2}{r}$ (2)

Avaldistest (1) ja (2) saame arvutada elektroni trajektori raadiuse: $r = \frac{mvc}{eH}$ (3).

57. Elektroni erilaengu $\left(\frac{e}{m}\right)$ määramine. Elektroni mass. Elektroni erilaengu (laengu ja massi suhte) määramiseks korraldatakse järgmine katse. Uhes ja samas ruumiosas tekitatakse homogeenne elektriväli, tugevusega E , ning temaga risti olev homogeenne magnetväli, tugevusega H . Väljade tugevused valitakse nii, et elektronide kimp, mille kiirus v on risti mõlema välja tungjoontega, läbiks need väljad sirgjooneliselt. Elektronide sirgjooneline liikumine osutab asjaolule, et mõlema välja mõju elektronidele on võrdne, s. o. $Ee = \frac{evH}{c}$ (vt. § 56).

Viimane seos võimaldab arvutada elektronide kiiruse $v = \frac{E}{H} c$.

Kui hiljem kõrvaldada elektriväli, hakkavad elektronid liikuma ringjoont mööda, mille raadiuse saab katsest mõõta.

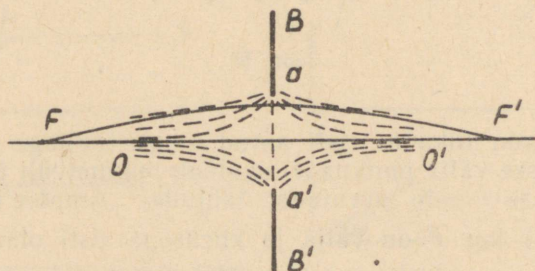
Määratud katsest E , H ja r , saab arvutada erilaengu seosest $\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{r H^2}$, mis otseselt järgneb avaldisest (3) eelmises paragrahvis.

Täpsed mõõtmised on näidanud, et $\frac{e}{m} = 5,274 \cdot 10^{17}$ CGSE = $= 1,759 \cdot 10^7$ CGSM.

Elektroni laeng $e = 4,802 \cdot 10^{-10}$ CGSE (LÜ).

Siit järgneb elektroni massi väärtus $m = 9,106 \cdot 10^{-28}$ g.

58. Elektronmikroskoop. Mittehomogeensete elektri- ja magnetväljade abil on võimalik juhtida (koondada ja hajutada) elektronikiiri analoogiliselt valguskiirte juhtimisele läätsede abil. Väljasid, mille abil juhitakse elektronikiiri, nimetatakse elektronläätsedeks ning vastavat nähtuste kompleksi elektronoptikaks.



Joon. 59.

Lihtsaima elektronläätsena näiteks võib olla elektriväli negatiivselt laetud plaadi ümmarguse ava läheduses.

Joonisel 59 on BB' negatiivselt laetud metallplaat, aa' — ümmargune ava selles, ja punktiiriga on näidatud välja tungjooned.

Ava telge mööda kulgev elektronikiir sellises väljas kõrvale ei kaldu. Kui aga elektronikiir lõikub selle teljega mingis punktis F , kallutatakse ta väljas kõrvale ning kõrvalekaldu mine on seda suurem, mida lähemalt kiir möödub ava servast. Seega punkti F väljunud hajuvate elektronikiirte kimp koondub lääts taga jälle ühte punkti F' , mida võime nimetada punkti F kujutiseks. Koondumine toimub seda paremini, mida kitsam on kiirtekimp. Laiemate kimpude puhul esineb nähtus, mis sarnaneb sfäärilise aberratsiooniga optikas.

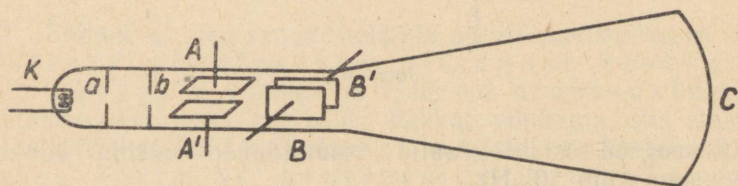
Ka magnetväli võib töötada koondava läätsena, kui elektronikiired juhtida temasse vastava nurga all.

Elektronkiirte juhitavus võimaldab ehitada elektronmikroskoopi. Katoodist väljuv elektronide kimp juhitakse läbi uuritava objekti, mille üksikud osad neelavad elektrone erinevalt. Pärast objekti läbivad elektronkiired terve süsteemi elektronläätsesid, mille tulemusena saadakse fluorestseerual ekraanil (või fotoplaadil) selle objekti suurendatud varjukujutis.

Kogu süsteem on paigutatud hermeetiliselt suletavasse ruumi, millest õhk välja pumbatakse. Vaakuumi astme määrab ära elektroni vaba tee pikkus, mis peab ületama vahemaa elektronide allikast ekraanini (fotoplaadini).

Kaasaegsed elektronmikroskoobid võimaldavad saada kuni 40 000 kordseid suurendusi.

59. Katood-ostsillograaf. Katood-ostsillograafi abil on võimalik uurida kiireid elektrilisi võnkumisi ning kõiki teisi protsesse, mida on võimalik taandada elektrilisteks. Katood-ostsillograafi ehitus on skemaatiliselt kujutatud joonisel 60.



Joon. 60.

Hästi evakueeritud (kõrgvaakuumiga) klaasballooni ühes otsas asub hõõgkatood K . Katoodist väljuvaid elektrone kiirendatakse püsivas elektriväljas ning diafragmade a ja b abil eraldatakse kitsas elektronkiirte kimp. See kimp tekitab fluorestseerual ekraanil C helenduva täpi. Oma teel katoodilt ekraanile läbivad elektronid kahte teineteisega risti asetatud plaatkondensaatorit AA' ja BB' .

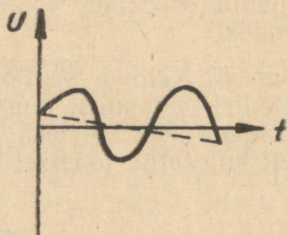
Kondensaatorile AA' antakse pinge U , mille sõltuvust ajast soovitakse uurida. Pinge U muutumine kutsub esile elektronkiirte kimbu võnkumise, millega võngub kaasa ka helenduv täpp ekraanil. Suurte sageduste korral, nagu see tavaliselt aset leiab, silm ei eralda ekraanil enam täpi üksikuid asukohti, vaid paistab ainult helenduv kriips.

Kondensaatorile BB' antakse pinge, mille muutumise seadus on teada. Nüüd võtab elektronide kimp osa üheaegselt kahest teineteisega risti toimuvast võnkumisest ja helenduv täpp joonestab ekraanile mingi Lissajous' kujundi. Tekkinud kujund koos kondensaatori BB' pinge muutumiseseadusega võimaldab määrata ka pinge U muutumiseseaduse.

Viimasel ajal kasutatakse pinge U muutumiseseaduse määramiseks sageli teist moodust. Kondensaatorile BB' antakse teatud

ajavahemikus lineaarselt kasvav pinge. Sellise meetodiga saadakse ekraanil otseselt pinge U sõltuvus ajast (vt. ostsillogrammi joonisel 61).

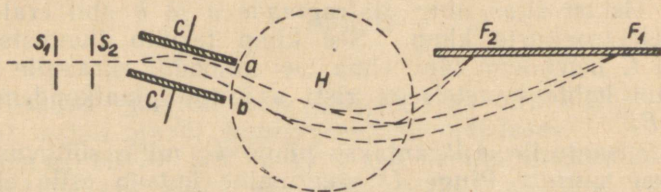
Kui kondensaatori BB' pinge kasvaks piiramatult, läheks helenduv täpp ekraani piiridest välja. Et seda ei juhtuks, lastakse pingel kasvada teatud väärtuseni, viiakse see siis kiiresti nullini ja lastakse seejärel uuesti lineaarselt kasvada. Pinge vähenemisel läheb helenduv täpp kiiresti tagasi oma algasendisse (punktiirjoon joonisel 61) ning hakkab pinge tõustes uuesti joonestama võnkumiste kõverat.



Joon. 61.

Kaasaegsed ostsillograafid võimaldavad uurida võnkumisi sagedusega kuni 10^7 Hz.

60. Mass-spektrograaf. Mass-spektrograafi kasutatakse ioonide masside võrdlemiseks nende kõrvalekalandumise järgi elektrija magnetväljades. Joonisel 62 on kujutatud Astoni mass-spektrograafi skeem.



Joon. 62.

Diafragmade S_1 ja S_2 abil eraldatakse kitsas ionide kimp, mis juhitakse seejärel kondensaatori CC' plaatide vahel olevasse elektrivälja. Eraldame mõttes kimbust ioonid, millede erilaengud $\frac{e}{m}$ on võrdsed. Need ioonid omavad erinevaid kiirusi ning nad kallutatakse elektriväljas oma esialgselt teest kõrvale erinevalt. Ioonide kimp laieneb. Kimbu a servas on kiiremini liikuvad ja b servas aeglasemalt liikuvad ioonid. Elektriväljast väljuv ionide kimp juhitakse joonisel punktiirjoonega piiratud magnetvälja,

mille tungjooned on risti joonise tasapinnaga. Magnetväljas kalduvad ioonid vastassuunas, kusjuures erinevate kiirustega liikuvad ioonid kalduvad jälle erinevalt ning koonduvad seetõttu ühte punkti (F_1). Teine grupp võrdsete, kuid eelnevalt vaadeldud ioonidest erinevate erilaengutega ioone koondub teise punkti (F_2) jne.

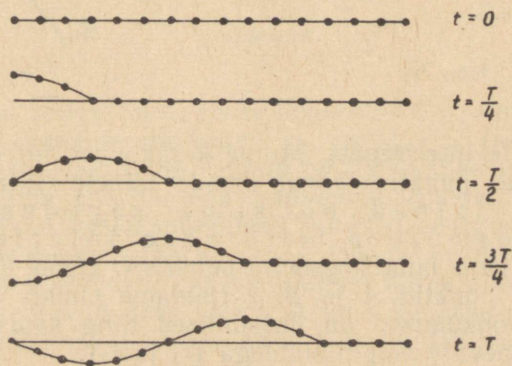
Niiviisi koonduvad kõik ühesuguse erilaenguga ioonid omaette punktidesse, mis asuvad ühel ja samal sirgel F_1F_2 . Kui ruumi asetada fotoplaat, nii et kõik need punktid satuksid fotoplaadile, siis tekib viimasele ionide spektri kujutis. Saadud spektrogrammi järgi saab määrata üldisel juhul ionide erilaengute- ja samavalentsete ionide puhul ka nende masside suhteid.

Mass-spektrogramm on leidnud rakendamist mitmesuguste isotoopide masside võrdlemiseks.

V. LAINELISED LIIKUMISED

61. Lained. Lained saavad tekkida ainult elastses keskkonnas. Elastseks nimetatakse niisugust keskkonda, mille osakeste vahel mõjuvad elastsustungid. Kui elastse keskkonna üks osake hakkab võnkuma, siis elastsustungide tõttu kandub see võnkumine ka teistele osakestele. Võnkumise levimise protsessi nimetatakse laineks. Seega võnkumine levib keskkonnas lainetuse teel. Sirget, mida mööda levib võnkumine, nimetatakse kiireks. Kui võnkumised toimuvad risti kiirega, nimetatakse lainet ristlaineks. Piki-laine korral on võnkumised kiirega ühesihilised.

Pikilained võivad tekkida nii tahketes, vedelates kui ka gaasilistes keskkondades, sest kokkusurumisel ja venitamisel teki-vad elastsustungid igasugustes keskkondades. Ristlained tekivad vaid tahketes keskkondades, sest ainult tahkes keskkonnas võib tekkida elastne nihe.



Joon. 63.

Joonisel 63 on näidatud keskkonna osakeste asendid ristlaine levimisel iga veerandperioodi järele.

Lainepikkuseks (λ) nimetatakse vahemaad, mille laine läbib ühe perioodi (T) kestel. Kui tähistada laine levimise kiirus v -ga, siis $vT = \lambda$ ehk $v = \lambda\nu$, kus ν on laine sagedus.

62. Lainevõrrand. Vaatleme laine levimist joonisel 64 noolega näidatud suunas. Punkt O on laineallikas, mis võngub sea-

$$y = r \sin \omega t$$

Laine levimise kiiruse tähistame tähega v .

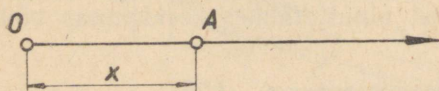
On selge, et punktist O kaugusel x olev punkt A hakkab võnkuma alles siis, kui allikast leviv laine on jõudnud selle punktini. Seega aja $\tau = \frac{x}{v}$ võrra hiljem kui punkt O . Seepärast punkti A võnkumise seadus on

$$y' = r \sin \omega(t - \tau)$$

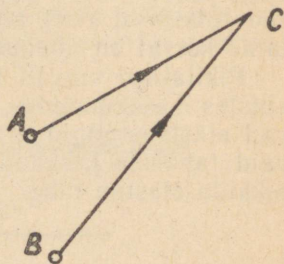
ehk

$$y' = r \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

Saadud võrrandit nimetatakse lainevõrrandiks. See võrrand võimaldab määrata iga meelevaldselt valitud punkti hälvet igal meelevaldselt valitud ajamomendil.



Joon. 64.



Joon. 65.

63. Lainete interferents. Mitme keskkonnas leviva laine kohtumisel mõnes punktis toimub nende lainete liitumine. Kui kohtuvad lained on sama sagedusega, siis nende koosmõju nimetatakse interferentsiks.

Vaatleme kahe laine koosmõju punktis C (joon. 65), kui nende allikateks on punktid A ja B . Kirjeldame punkti C võnkumist, kui lainete võnkumised on ühesihilised ning sama sagedusega (ω), kuid erinevate amplituudidega (r_1 ja r_2).

Tähistame kaugused $AC = x_1$ ja $BC = x_2$ ning kirjutame kumagi laine võrrandi punkti C kohta:

$$y_1 = r_1 \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{v} \right)$$

$$y_2 = r_2 \sin \omega \left(t - \frac{x_2}{v} \right),$$

kus v on lainete levimise kiirus.

Seega punktis C toimub kahe ühesihilise harmoonilise võnkumise liitumine. Summaarse võnkumise amplituud (vt. § 46 konsekti I osas)

$$r = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}.$$

$$r_{\max} = r_1 + r_2 \quad \text{vastab} \quad \varphi_1 - \varphi_2 = 2m\pi$$

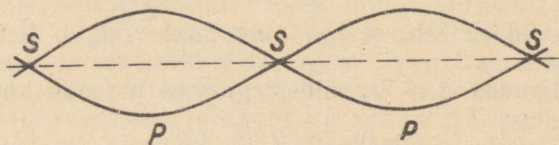
$$r_{\min} = r_1 - r_2 \quad \text{vastab} \quad \varphi_1 - \varphi_2 = (2m + 1)\pi, \text{ kus } m = 0, 1, 2 \dots$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\omega(x_1 - x_2)}{v} = \frac{2\pi(x_1 - x_2)}{\lambda}.$$

Siis $r_{\max}$ ja $r_{\min}$ tingimused on vastavalt $x_1 - x_2 = 2m \frac{\lambda}{2}$ ja $x_1 - x_2 = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$.

Seega tugevdavad lained teineteist maksimaalselt, kui nende käiguvahe $x_1 - x_2$ on paarisarv poollaineid, ja kustutavad teineteist vastastikku maksimaalselt, kui nende käiguvahe on paaritu arv poollaineid.

64. Seisvad lained. Seisvad lained tekivad kahe ühesuguse, kuid vastassuunalise laine liitumisel (näiteks otsese ja peegeldunud laine liitumisel nööri, mille üks ots on kinnitatud seina külge ja teise otsa paneme näiteks kätt vibutades võnkuma). Joonisel 66



Joon. 66.

on kujutatud seisev laine, mille punktides P (paisud) võnkumine toimub maksimaalse amplituudiga, punktid S (sõlmed) aga on paigal. Seisvad lained on saanud oma nimetuse sellest, et nende puhul ei toimu energia edasikandumist ruumis, sest kummagi lainega levivad vastassuunaliselt võrdsed energiahulgad.

Tuletame seisva laine võrrandi. Mööda sirget MN (joon. 67) levivad üksteisele vastu kaks ühesugust lainet sagedusega ν , mis punktis O kohtuvad ühes faasis. Aega t loetakse momendist, mil mõlema võnkumise nihe on null. Võnkumiste seadused on siis

$$y_1 = r \sin 2\pi\nu t$$

$$y_2 = r \sin 2\pi\nu t$$

ja punktis O on seisva laine pais ning punkt O võngub amplituudiga $2r$.

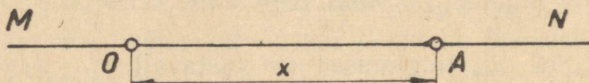
Punktist O paremale ja vasakule levivate lainete võrrandid punkti A kohta on vastavalt $y_1 = r \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right)$ ja $y_2 = r \sin 2\pi \left(\nu t + \frac{x}{\lambda} \right)$.

Punkti A summaarse võnkumise seadus on:

$$y = y_1 + y_2 = r \left[\sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right) + \sin 2\pi \left(\nu t + \frac{x}{\lambda} \right) \right]$$

ehk

$$y = 2r \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \sin 2\pi \nu t.$$



Joon. 67.

Saadud valemist nähtub, et seisva laine korral lainepunktid võnguvad sinusoidaalselt sagedusega ν . Tegurit $2r \cos \frac{2\pi \nu}{v} x$, täpsemini selle teguri absoluutväärtust $\left| 2r \cos \frac{2\pi \nu}{v} x \right|$, võib vaadelda kui nende võnkumiste amplituudi:

$$A = \left| 2r \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \right|.$$

A sõltuvus x -st näitab, et iga ainepunkt võngub temale omase amplituudiga.

Laine paisudes $A = 2r$, siit järgnevad paisude koordinaadid:

$$x = 0; \frac{\lambda}{2}; 2\frac{\lambda}{2}; 3\frac{\lambda}{2} \dots$$

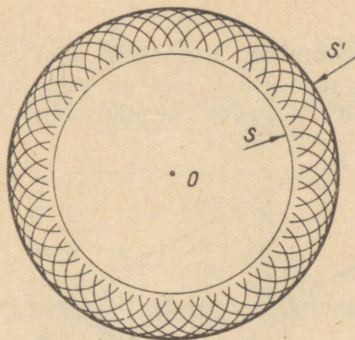
Laine sõlmedes $A = 0$ ja sõlmede koordinaadid on

$$x = \frac{\lambda}{4}; 3\frac{\lambda}{4}; 5\frac{\lambda}{4} \dots$$

Seega kahe naaberpaisu või -sõlme vahemaa on $\frac{\lambda}{2}$. Iga sõlm on $\frac{\lambda}{4}$ kaugusel tema naaberpaisust.

65. Huygensi printsiip. Vaatleme laine levimist niisuguses elastses keskkonnas, mille omadused on kõikides suundades ühesugused. Kui punkt O (joon. 68) on laineallikaks, siis selle punkti kui tsentri ümber kujundatud sfäär on nn. lainefron-diks, s. o. pinnaks, mille punktid võnguvad ühes faasis.

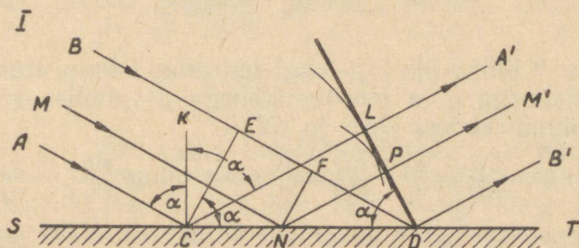
Et lainest haaratud keskkonna punktid võnguvad, siis võib neid vaadelda kui sekundaarseid laineallikaid, millest jälle levivad sfäärilised lained. Lähtudes toodud kaalutlustest on Huygens formuleerinud järgmise printsiibi: igat punkti, milleni on levinud lained, võib vaadelda kui sekundaarlainete allikat. Sellest printsiibist tuleneb jooni-



Joon. 68.

sel 68 kujutatud lainefronti ehitamise võte. Front S vastab ajamomendile t , S' — sekundaarlainete väline mähkija — ajamomendile $t + \Delta t$. Kõigis teistes punktides, välja arvatud välise mähkija punktid, sekundaarlained interfereerudes kustuvad.

66. Lainete peegeldumine. Vaatleme keskkonnas I (joon. 69) kiirusega v levivat tasalainet. Seda lainet piiravad paralleelsed kiired A ja B . Laine langes keskkondade lahuspinna ST peegeldub ta samasse keskkonda tagasi. Peegeldunud kiirte suuna määramiseks peab ehitama peegeldunud laine fronti. Huygeni printsiibi järgi vaatleme peegeldava pinna ST punkte (näiteks C, N, D) kui uusi laineallikaid, millest levivad sfäärilised lained, sama kiirusega v . Punktist C hakkab sekundaarlaine levima momendil, mil langeva laine front on asendis CE . Selleks ajaks,

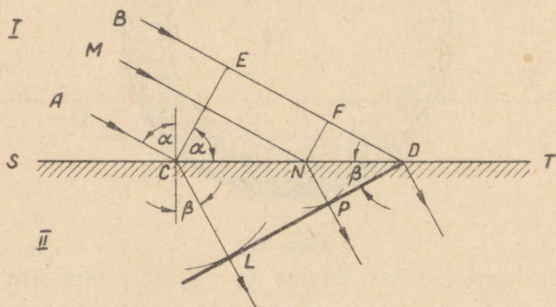


Joon. 69.

mil langeva laine front on jõudnud punkti D , on punktist C leviv laine läbinud lõiguga ED võrdse vahemaa (kaar L). Samal ajal on punktist N leviv sekundaarlaine läbinud lõiguga FD võrdse vahemaa (kaar P). Nimetatud kaared omavad ühist puutujat LD , mis ongi peegeldunud laine frondiks.

Tekkinud kolmnurkadest (CED ja CLD) nähtub, et kiirte langemisnurk on võrdne peegeldumisnurgaga (nurgad ACK ja $A'CK$).

67. Lainete murdumine. Vaatleme keskkonnas I (joon. 70) kiirusega v_1 levivat tasalainet, mis on piiratud paralleelsete kiirtega A ja B . Laine langedes keskkondade lahtuspinnale ST



Joon. 70.

läheb lainetus üle keskkonda II, levides seal kiirusega v_2 . Murdunud kiirte suuna määramiseks peab välja joonestama murdunud laine frondi. Huygensi printsiibi järgi vaatleme pinna ST punkte (näit. C , N ja D) kui uusi laineallikaid, millest hakkavad levima sfäärilised sekundaarlained. Keskkonnas II on nende levimise kiirus v_2 . Punktist C hakkab sekundaarlaine levima momendil, mil langeva laine front on asendis CE , ning punktist N — momendil, mil ta on asendis NF . Ajal, mil langeva laine front on jõudnud punkti D , on punktidest C ja N levivad sekundaarlained läbinud vahemaad CL ja NP , mille määrab kiiruste v_1 ja v_2 suhe:

$$\frac{CL}{ED} = \frac{v_2}{v_1} \quad \text{ja} \quad \frac{NP}{FD} = \frac{v_2}{v_1}$$

Kaarte L ja P ühine puutuja ongi murdunud laine frondiks.

Langemisnurga α ja murdumisnurga β vahelise seose saame määrata kolmnurkadest CED ja CLD .

$$\sin \beta = \frac{CL}{CD} = \frac{v_2}{v_1}, \quad \frac{ED}{CD} = \frac{v_2}{v_1} \sin \alpha \quad \text{ning} \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Sama seose saaksime vaadeldes kolmnurki NFD ja NPD .

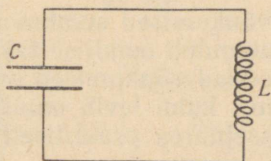
Seega kiirte langemisnurga ja murdumisnurga siinuste suhe on võrdne lainete levimise kiiruste suhtega I ja II keskkonnas.

Seda suhet nimetatakse teise keskkonna mur-
dumisnäitajaks esimese suhtes (n)

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}.$$

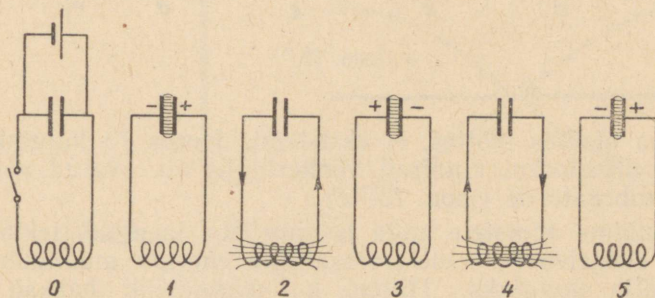
Elektromagnetilised lained

68. Kinnine võnkering. Joonisel 71 on kujutatud nn. kin-
nine võnkering, mille moodustavad konden-
saator (C) ja pool (L). Vaatleme nüüd elektromagneti-
liste võnkumiste tekkimist sellises kontuuris.



Joon. 71.

Ühendades kondensaatori alalisvoolu allika klemmidega
(joon. 72—0), aname talle teatava laengu. Kondensaatori plaatide
vahele tekib elektriväli ja osa vooluallika energiast muundub
kondensaatori elektrivälja potentsiaalseks energiaks. Kui voolu-
allikas eemaldada ja lüliti abil võnkering sulgeda, tekib poolis
elektrivool, mida põhjustab pinge kondensaatori plaatide vahel.



Joon. 72.

Elektriväli plaatide vahel hakkab kahanema ja pooli ümber
tekib magnetväli, mille tugevus kasvab voolu tugevuse kasvades
seni, kui kondensaator on tühjenenud. Seega elektrostaatilis-
välja energia on muundunud täielikult magnetvälja energiaks
(joon. 72—2). Kondensaatori tühjenemisel indutseeritakse poolis
omainduktsioonivool, mille suund on vastupidine primaarse voo-

luga; alates momendist, mil kondensaator tühjenes, algab magnetvälja kahanemine, mis põhjustab poolis primaarse vooluga samasuunalist omainduktsioonivoolu. Kondensaator laadub ise vastupidiselt esialgsele laengule (joon. 72—3). Nüüd on magnetvälja energia jälle muundunud elektrostaatilise välja energiaks.

Järgmise poolperioodi kestel kulgeb analoogiline protsess jälle vastassuunas jne.

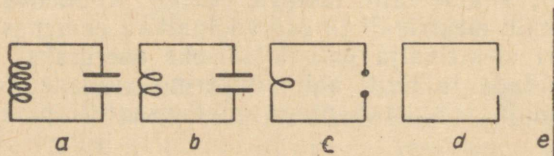
Nii toimuvad kontuuris elektrivõnkumised. Võnkeringi läbib vahelduvvool.

Ideaalses olukorras (s. o. oomilise takistuse puudumisel) oleksid need võnkumised püsiva amplituudiga (sumbumata võnkumised) ja sagedusega $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$.

Reaalses olukorras võnkumised sumbuvad kiiresti, sest võnkeringile antud energia muundub oomilise takistuse tõttu soojuseks.

Võnkekontuuris toimuvad võnkumised on avastatavad ka kontuuri ümbritsevas ruumis, kuhu levib muutlik magnetväli (elektrostaatilise väli jääb seejuures praktiliselt ainult kondensaatori plaatide vahele).

69. Avatud võnkering. Elektromagnetilised võnkumised võivad tekkida ka niisuguses «võnkeringis», kus mahtuvus ja induktiivsus pole üldse eraldatavad ja isegi võnkering kui kontuur,



Joon. 73.

selle sõna otseses mõttes, ei eksisteeri. Joonis 73 kujutab järkjärgulist üleminekut kinniselt võnkeringilt nn. avatud võnkeringile ehk vibraatorile (joon. 73—e).

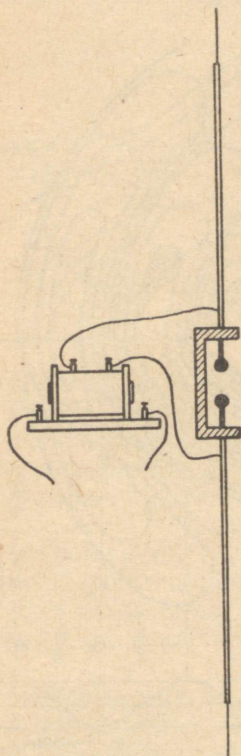
Kui juhtme *e* otstele anda isenimelised laengud, tekib selles juhtmes elektrivool — elektrostaatiline energia muundub voolu magnetvälja energiaks. Hiljem, kui magnetväli hakkab kahanema, indutseerib ta juhtmes samasuunalise omainduktsioonivoolu, mille tõttu juhtme otsad laaduvad ise vastupidiselt. Edasi toimub samasugune protsess vastupidises suunas. Sellises vibraatoris tekkivad võnkumised on suure sagedusega ning vibraatori kiirgamisvõime on suurem kui kinnisel võnkeringil, sest elektri- ja magnetväli on siin jaotatud suures ruumalas.

Joonisel 74 on kujutatud vibraatorit, mis koosneb kahest sädevahemikuga eraldatud poolest. Vibraatori pooled ühendatakse sädeinduktoriga. Kui sädeinduktor tekitab vibraatori poolte vahel

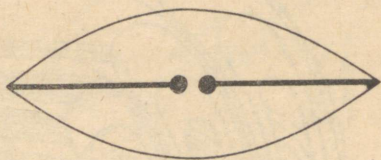
küllalt suure pinge, tekib säde ning algavad elektromagnetilised võnkumised.

Voolu tugevuse ja potentsiaali võnkumist vibraatoris kujutavad joonised 75 ja 76.

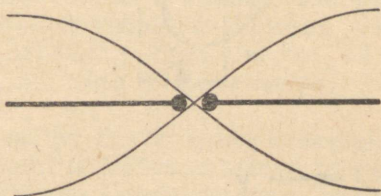
Voolu tugevuse muutus on maksimaalne sädevahemikus ja minimaalne vibraatori otstel. Potentsiaali muutus on maksimaalne vibraatori otstel ja väheneb sädevahemiku poole.



Joon. 74.



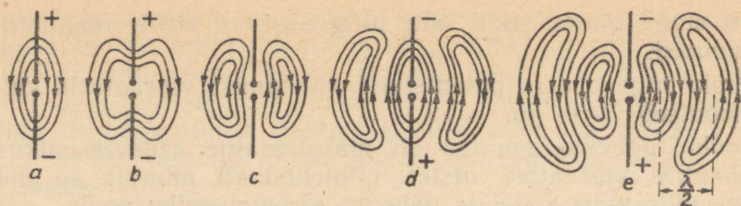
Joon. 75.



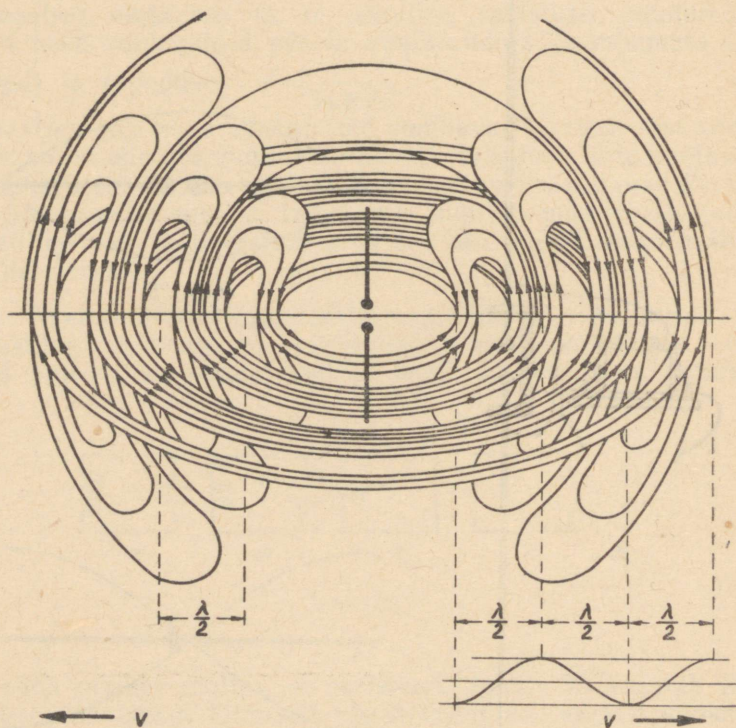
Joon. 76.

70. Elektromagnetiliste lainete kiirgumine. Vibraatoris toimuvad elektromagnetilised võnkumised põhjustavad kiireid muutusi vibraatorit ümbritsevas ruumis. Vahelduvvool tekitab elektrija magnetvälju, mis levivad ruumis elektromagnetilise laine näol valguse kiirusega. Elektrivälja muutusi ühe perioodi kestel kujutab joonis 77.

Vibraatorit läbiv muutlik elektrivool kutsub esile ka muutliku magnetvälja. Kogu kiirgusvälja ruumilist ehitust kujutab joonis 78.



Joon. 77.



Joon. 78.

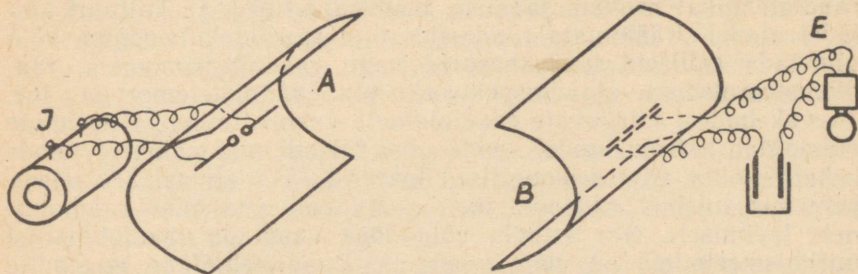
71. Hertzi katsed. Eksperimentaalselt uuris esimesena elektromagnetilisi laineid Hertz 1888. a. Lainete tekitamiseks kasutas Hertz vibraatorit, mille aetas metallist paraboolse silinderpeegli fokaalsirgele (joon. 79).

Selline seade võimaldas saada paralleelkiirte kimbu lainepikkusega ligikaudu 60 cm. Kiirte vastuvõtjana esines samasuguse paraboolse peegli fokaalsirgele asetatud koheerer.

Koheereri moodustab peene metallipuruga täidetud klaastoru, mille mõlemasse otsa sisenevad metallipulgad. Metallipuru suure takistuse tõttu on koheerer halb elektrijuht. Elektromagnetiliste

lainete mõjul metallipuru juhtivus suureneb, sest elektromagnetilised lained tihendavad metalliosakeste kontakti. See kontakt katkeb kui kergelt koputada vastu torukest, koheereri suur takistus taastub, ta on valmis uute lainete vastuvõtuks.

Hertzi katseseadmes oli koheerer lülitatud elektrikella ahelasse ja täitis lüliti osa, s. o. sulges ahela elektromagnetiliste lainete langemisel vastuvõtjale. Seega elektrikella helisemine registreeris elektromagnetiliste lainete langemist koheererile.



Joon. 79.

Kirjeldatud katseseadme abil näitas Hertz, et uuritavad lained:

1. läbivad peaaegu takistamatult isoleerivaid aineid,
2. peegelduvad juhtide (peamiselt metallide) pinnalt, kusjuures peegeldumisnurk on võrdne langemisnurgaga,
3. murduvad parafiin- ja eboniitprismas sarnaselt valguslainetega,

4. on polariseeritud, s. t. võnguvad ühes kindlas tasapinnas.

Lainete polarisatsiooni kindlakstegemiseks kasutas Hertz metallvõret, mida lained läbisid, kui võre pulgad olid risti vibraatori teljega, ja ei läbinud üldse, kui võre oli paralleelne vibraatoriga,

5. tekitanud seisvad lained, mõõtis Hertz nende lainepikkuse. Seisvad lained tekivad, kui vibraatorist lähtuvad lained langevad risti metallplaadile ja sealt peegeldudes interfereeruvad langevate lainetega. Seisvate lainete paisude ja sõlmede asukohad määrati tundliku resonaatori abil.

Need katsed näitavad, et elektromagnetiline kiirgus oma olemuselt ei erine valguskiirgusest. Valguse lainepikkus on vaid palju väiksem.

72. Popov raadio leiutajana. Tutvunud Hertzi katsetega seadis A. S. Popov (1859—1906) endale eesmärgiks kasutada elektromagnetilisi laineid signaalide edasiandmiseks suure vahemaa taha. Esimest raadiosignaali vastuvõtuaparaati demonstreeris Popov 7. mail (25. aprillil) 1895. a. Vene Füüsika-Keemia Seltsi koosolekul. See vastuvõtuaparaat sisaldas Popovi poolt täiendatud koheererseadet. Saatejaamana kasutas Popov algul Hertzi vibraatorit.

Hiljem Popov ja tema abiline Rõbkin täiendasid raadioseadet nii saatja kui ka vastuvõtja osas (mõlemad seadmed varustati antenniga, saate vastuvõtmine toimus algul telefoni, hiljem Morse telegraafi aparaadi abil jne.). Sellega seoses kasvas kaugside ulatus. 1900. aastaks küündis see juba kuni 44 km.

73. Raadio tänapäeval. 1895. a. avastati raadio kui sidevahend. Sellele järgnenud kuuekümmne aasta jooksul on raadiotehnika käinud läbi tohutu arengutee. Tänapäeval rakendatakse raadiotehnikat rahvamajanduse, teaduse, tehnika ja kultuuri kõikidel aladel. Rääkimata raadiosidest ja raadiolokatsioonist, võib nimetada selliseid teadusharusid nagu raadioastronoomia, raadiometeoroloogia, raadiospektroskoopia, raadiotelemeetria jne. Täevakehadest kiirguvate raadiolainete vastuvõtmine ja uurimine võimaldab astronoomidel saada uusi täiendavaid andmeid nende kehade kohta. Meteoroloogilised faktorid Maa atmosfääris (temperatuur, niiskus, sademed jne.) avaldavad oma mõju raadiolainete levimisele. See asjaolu võimaldab kasutada raadiotehnilisi uurimismeetodeid ka meteoroloogias. Raadiotehniliste meetodite rakendamine võimaldab teostada mitmesuguste füüsikaliste, tehniliste jms. suuruste mõõtmist suurtel kaugustel. Raadio seadmete abil teostatakse rakettide kaugjuhtimist jne. jne.

VI. OPTIKA.

1. VALGUSE TEORIA.

74. Newtoni valguse korpuskulaarse teooria mõiste. I. Newton esitas 1666. a. valguse nn. korpuskulaarse teooria, mille kohaselt pidi helenduv keha välja saatma väga pisikesi osakesi-korpuskleid. Need korpusklid pörkuvad kehadel ja tekib valguse peegeldumine. Valguse murdumisnähtuste seletamiseks tuli oletada, et osakeste liikumiskiirus on suurem suurema murdumisnäitajaga ainetes, seega ainetes suurem kui vaakuumis.

75. Huygensi lainetusteooria. Ch. Huygens esitas 1678. a. valguse lainetusteooria, milles oletas, et valgus on pikilainetus nagu hääl. Kuna valgus läbib ka maailmaruumi tühjust, tuli oletada erilise keskkonna — valguseetri olemasolu. Valguse peegeldumise ja murdumise seletamiseks esitas printsiibi, mida tänapäeval nimetatakse tema nimega (vt. § 65). Murdumise seletamiseks tuli oletada valguse väiksemat levikukiirust aineis kui vaakuumis. Huygensi teooriat arendasid edasi Lomonossov, Fresnel, Foucault. Valguse polarisatsiooni nähtuste seletamiseks tuli loobuda pikilainetuse ideest ja oletada, et valgus on ristlainetus.

76. Maxwelli valguse elektromagnetiline teooria. J. C. Maxwell 1873. a. esitas puhtmatemaatilistel kaalutlustel valguse elektromagnetilise lainetuse teooria, mille kohaselt valgus tekib aine elektriliselt laetud osakeste teatud võnkumise tagajärjel ning

levib ruumis perioodiliselt muutuva elektri- ja magnetväljana. Alles Hertzi katsed (vt. § 71) tõestasid eksperimentaalselt elektromagnetiliste lainete olemasolu. Valguslainetus moodustab võrdlemisi kitsa piirkonna kogu elektromagnetilise lainetuse skaalast.

77. Elektromagnetiliste lainete skaala. Elektromagnetiliste lainete pikkused on vägagi erinevad. Alates lõpmata pikkadest kuni 10^{-14} cm lainepikkuseni moodustavad nad katkematu rea. Kõige pikemad on elektromagnetilistel võnkumistel tekkinud lained ja kõige lühemad esinevad kosmilises kiirguses. Ühiseks omaduseks on kõigil levikukiirus vaakuumis $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec.

Praktilise tähtsusega on raadiolained, mille diapason on 10^6 —1 cm. Raadiosides kasutatakse vahemikku 2000—11 m. Televisioonis kasutatakse meetrilisi laineid ja raadiolokatsioonil sentimeetrilisi.

Veelgi lühemaid laineid elektrilistel meetoditel tekitas Moskva ülikooli professor Lebedev 1895. a., kes saavutas 0,6 cm lainepikkuse ja 1923. a. prof. Glagoleva-Arkadjeva, kelle saavutatud lühim lainepikkus oli $\sim 0,1$ mm.

Viimased saavutused olid tähtsad selle poolest, et need lainepikkused katsid vahemiku elektriliste lainete ja infrapunase kiirguse vahel. Glagoleva-Arkadjeva katsetel tekitatud lainepikkused olid isegi lühemad pikemaist infrapunase kiirguse lainepikkustest.

Infrapunase kiirguse pikim lainepikkus on 0,4 mm. Infrapunase kiirguse allikaiks on kuumad kehad. Kindlakstegemiseks kasutatakse kiirguse soojuslikku toimet. Tundlikkusega $1,3 \mu$ -ni on valmistatud fotoplaate, mis võimaldavad seega nähtamatut fotografeerimist. Kuna infrapunane kiirgus vähe neeldub udus ja tolmus, siis kasutatakse infrapunast fofograafiat kaugete esemete fotografeerimiseks.

Tavaline klaas on suurema lainepikkusega infrapunasele kiirgusele läbipaistmatu. Selle tõttu tõuseb näiteks kasvuhooneis temperatuur päikese paistel eriti tugevasti. Kasvuhoonesse tuleb läbi klaasi päikeselt nähtav ja lühema lainepikkusega infrapunane kiirgus, mis neeldub ja tõstab esemete temperatuuri. Esemed ise aga kiirgavad pikalainelist infrapunast, mis läbi klaasi välja ei pääse.

Infrapunasest kiirgusest lühema lainepikkusega on nähtav kiirgus, mille lainepikkuste vahemikuks peetakse tavaliselt 800—400 $m\mu$. Mõnede inimeste silmad reageerivad ka pikema ja lühema lainepikkusega kiirgusele.

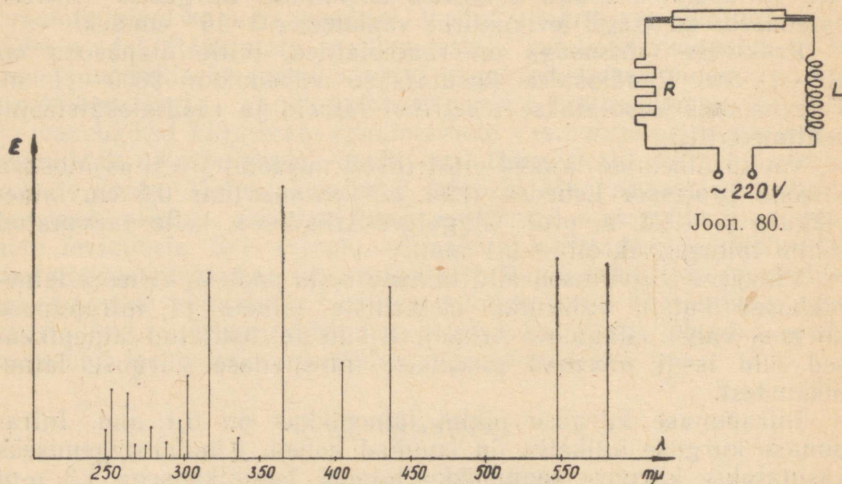
Nähtavast kiirgusest lühema lainepikkusega on ultraviolett-kiired, milliste lainepikkus ulatub kuni 10 $m\mu$ -ni. Ultraviolett-kiirte allikaks on eriti kõrge temperatuuriga kehad ja elektrilahendused gaasides (vt. § 53).

Lühilaineline ultraviolett-kiirgusega võrdseid lainepikkusi omab pikalaineline röntgenkiirgus. Röntgenkiirte lainepikkused on vahemikus 60— $6 \cdot 10^{-6}$ $m\mu$. Kiirguse allikaiks röntgentorud

• (vt. § 80) ja kindlakstegemiseks kasutatakse fotograafilist, ioni-seerivat ning fluorestsentsi tekitavat toimet.

Lühilainelise röntgenkiirgusega võrdse ja veelgi lühema lainepikkusega on aatomtuumade reaktsioonidel tekkiv γ -kiirgus, mille lainepikkuste vahemikuks võib pidada 10^{-1} — 10^{-8} m μ .

78. Kvartslamp. Kvartslampi kasutatakse peamiselt ultraviolettkiirte allikana. Kvartslambi valgusallikaks on kvartsklaasist toru, mis on õhust tühjaks pumbatud. Torru on pandud elav-



Joon. 81.

hõbedat ja lambi süütamise hõlbustamiseks argooni. Elektri-voolu läbijuhtimiseks torust on sinna sisse viidud elektroodid. Lambi põlemiseks on vajalik lisaseade, milleks vahelduvvoolu ahelas on raudsüdamikuga suure induktiivsusega pool L ja oomi-line takistus R . Skeem on kujutatud joonisel 80. Vooluvõrku lüli-tamise järel põleb lamp nõrgalt ja saavutab täisheleduse mõne minuti möödudes. Lisaseadeldis piirab voolutugevust, sest gaas-lahendustes kasvab voolutugevus pinge langedes. Torus tekib gaaslahendus elavhõbeda aurust ja kuumenedes rõhk lambis suu-reneb, ulatudes mõnel lambil tüübil mitmekümne atmosfäärini. Kuna elavhõbeda spekter on joonspekter ja selles puuduvad punased jooned, siis on esemete värvus kvartslambi valgusel ebaloomulik. Enamik energiat kiirgub ultravioletses spektri piir-konnas. Joonisel 81 on kujutatud kvartslambi ПРК kiirguse jao-tus lainepikkuste järgi. Ordinaadid on võrdelised joonte inten-siivsusega. Lamp on valmistatud kvartsist selleks, et läbi lasta ultravioletseid kiiri.

79. Ultraviolettkiirte praktiline kasutamine. Ultraviolettkiired mõjuvad bioloogiliselt ja nimelt lainepikkuste vahemikus 320—

280 m μ tervendavalt ja lühemad lainepikkused kudesid hävitavalt. Kiirguse tervendava mõju tõttu kasutatakse kvartslampe nn. kõrgustikupäikesena haiglates, raviastutustes, kaevandustes, loomakasvatushooneis jne. Lisaks kiirguse otsesele toimele tuleb arvestada ka uv-kiirguse õhku ioniseerivat toimet, sest ioonid omakorda mõjuvad organismile.

Lühemat lainepikkuste piirkonda kasutatakse ruumide ja vedelikkude steriliseerimiseks, sest kiirgus hävitab mikroorganisme.

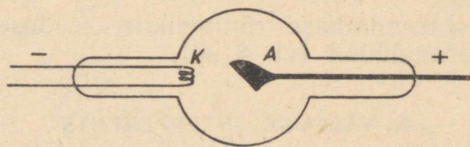
Töötamisel uv-kiirtega tuleb silmi kaitsta kiirguse eest, mis tekitab silmapõletikku. Tavaline aknaklaas neelab uv-kiiri 340 m μ alates. Silmade kaitseks kasutatakse siiski värvilisi prille, mis nõrgendavad ka nähtavat valgust.

Et paljud ained luminesceerivad uv-kiirte toimet, siis kasutatakse kiiri nn. luminescentsanalüüsiks keemias, bioloogias, meditsiinis jne. Uv-kiiri kasutatakse võltsingute avastamiseks kriminalistikas, toiduainetetööstuses, maalidel jne. Teatrites kasutatakse uv-kiirte luminescentsi tekitavat toimet dekoratsioonide värvikülluse suurendamiseks.

Viimati mainitud juhtudel tuleb uv-kiirte allikast (kvartslambist) väljunud kiirgusest varjata nähtav osa, mida tehakse nn. filterklaasidega, mis lasevad läbi uv-kiiri ja ei lase läbi nähtavaid kiiri. Pimedas on uv-kiirte toimet tekkiv luminescents-helendus kergesti nähtav ja kuna erinevad ained erinevalt helen-duvad, siis on ka ained üksteisest kergesti eraldatavad.

Et uv-kiired on silmale nähtamatud, siis kasutatakse kiirguse kindlakstegemiseks luminesceerivaid ekraane, fotograafilist või ka fotoelektrilisi meetodeid.

80. Hõõgkatoodiga röntgentoru. Tänapäeval kasutatakse röntgenkiirte allikaks hõõgkatoodiga röntgentoru, mille skeem on kujutatud joonisel 82. Klaastorus asuvalt hõõguvalt katoodilt *K*,



Joon. 82.

mida kuumutatakse elektrivooluga, väljuvad elektronid lendavad elektrivälja mõjul anoodile *A*, kus nad põrkudes anoodiga kaotavad oma kineetilise energia, mis enamikus muundub soojuseks ja ainult murdosa protsendist röntgenkiirguseks. Katoodi ja anoodi vaheline pingeline on kümneid tuhandeid volte ja voolutugevus kümneid milliampreid. Seega toru võimsus sadades vattides. Elektronid koondatakse anoodile võimalikult ühte punkti, mis tugevasti soojeneb. Seetõttu on anood varustatud vesijahutusega või paigutatakse kogu toru õlisse. Ka valmistatakse anood

kõrge sulamistemperatuuriga metallist — volframist (erijuhtudel ka teistest metallidest). Torus on vaakuum vähemalt 10^{-6} mm Hg. Toru pingestamiseks võib kasutada nii alalis- kui ka vahelduvvoolu. Viimasel juhul töötab toru ise alaldajana, sest elektronid väljuvad hõõguvalt elektroodilt ainult siis, kui see on negatiivselt pingestatud.

81. Röntgenkiirte praktiline kasutamine. Röntgenkiirte suurt läbitungimisvõimet ainetest kasutatakse läbipaistmatute esemete sisemuse uurimiseks. Paksemad kihid neelavad röntgenkiiri rohkem ja õhemad vähem. Juhtides kiiri läbi mitteühtlase paksusega aine, tekivad paksemate kohtade taga tugevamad ja õhemate taga nõrgemad varjud, mida võime jälgida kas fluorestseerival ekraanil või jäädvustada fotoplaadile. Seda omadust kasutatakse tühimike otsimiseks esemetes.

Suurema aatomkaaluga ained neelavad röntgenkiiri tugevamini ja need ained jätavad ka tugevamaid varje kiirte teele. Näiteks luud, mis sisaldavad suurema aatomkaaluga aineid kui lihaskoed, tekitavad tugevama varju. Samal põhimõttel on kehas avastatavad vöörkehad ja väärmoodustised. Organismi paremaks uurimiseks röntgenkiirtega kasutatakse nn. kontrastaineid, mis sisaldavad suure aatomkaaluga elemente. Näiteks mao uurimiseks söödetakse uuritavale baariumsulfaati sisaldavat putru, mis tugevasti neelab röntgenkiiri ja asudes maos võimaldab määrata mao kontuure.

Röntgenkiired mõjuvad kudedele hävitavalt ja eriti tundlikud on selles suhtes nooremad rakud. Kiirguse hävitavat toimet kasutatakse mõnede kasvajate liikide ja nahahaiguste raviks. Pike-malaineline kiirgus mõjub peamiselt nahale, kuna lühemalaineline tungib organismi sisse. Töötajate kaitsmiseks kiirguse halva mõju eest kasutatakse pliiplekki ja pliid sisaldavat kummit ning klaasi.

Laialdaselt rakendatakse röntgenkiiri teaduses ja tehnikas röntgenstruktuuranalüüsil (vt. § 90).

2. VALGUSE INTERFERENTS

82. Interferentsnähtused lainete liitumisel. Interferentsiks nim. kahe sama sagedusega lainetuse liitumisel tekkinud lainetust. Kitsamas mõttes tähendab interferents lainetuse kustumist kahe sama sagedusega lainetuse liitumisel (vt. § 63).

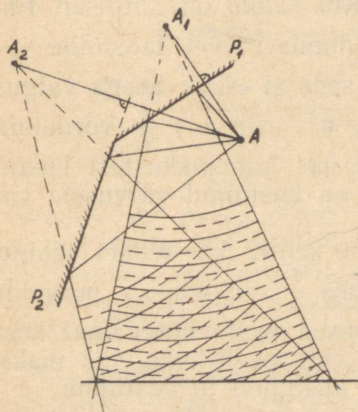
Kõneldes valguse interferentsist mõeldakse tavaliselt viimast juhtu.

83. Koherentsed lained ja nende tekitamise meetodid. Kaks lainetust on koherentsed, kui nende sagedus ja faasivahe ei muutu. Interferentsnähtused võivad tekkida ainult koherentse lainetusega. Erinevatest valgusallikatest väljuv valgus pole koherentne ja seega valguse interferentsnähtused pole tekitatavad kahe või

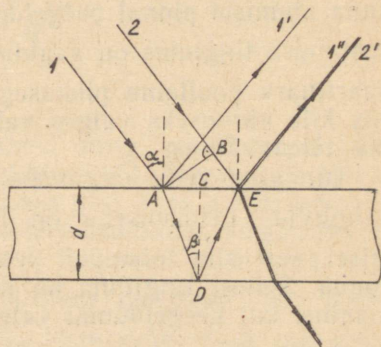
rohkema valgusallika valguse liitumisega. Koherentseks osutub ainult sama valgusallika ühest punktist väljunud kiirtekimp. Kui see kimp jagada kaheks osaks ja need osad kuskil ruumis uuesti kokku juhtida, siis võib selles kohas tekkida liitumise tulemusena valguse kustumine. Niisugust liitmist võime tekitada näiteks nurkpeegli abil (joon. 83).

Lähtugu valgusallika punktist A kiirtekimp, millest üks osa peegeldub peegilt P_1 ja teine osa peegilt P_2 . Peegeldunud kiirte käigu määramiseks kasutame valguspunkti A ebakujutisi A_1 ja A_2 , millest lähtuvaina võime kujutada interfereeruvaid kiirtekimpe. Olgu pidevate joontega tähistatud laineharjad. Jooniselt näeme, et teatud suundades satuvad kohakuti ühe kiirtekimbu harjad teise kiirtekimbu orgudega ja neis kohtades esineb valguse kustumine, sest seal on lainetuste käiguvahe paaritu arv korda poollainepikkust. Ekraanil ilmnevad vaheldumisi tumedad ja heledad triibud. Kui kasutada katsel valget, s. o. mitmesuguseid lainepikkusi sisaldavat valgust, siis on triibud värvilised, sest erinevad lainepikkused kustuvad erinevates kohtades. Kuna valguse lainepikkus on väga väike, siis on peeglite vaheline nurk vaevalt märgatav. Joonisel on see küsimuse paremaks selgitamiseks suurendatud.

Peale kirjeldatud meetodi leidub veel teisigi võimalusi valguse interferentsi tekitamiseks.



Joon. 83.



Joon. 84.

84. Ohukeste kelmete värvus. Läbipaistvad kehad küllalt õhukeste kihtidena paistavad värvilistena, kui neid valgustada valge valgusega. Näiteks õlikiht vee pinnal, õhuke seebimull, praod klaasis, noolutusvärvused terasel jne. Nähtus seletub kihi esi- ja tagapinnalt peegeldunud kiirte interferentsiga (joon. 84).

Olgu vaadeldava kelme paksus d ja langegu sellele paralleelne kiirtekimp. Interferentsi tekkimise uurimiseks jälgime kiirte

1 ja 2 käiku. Osa kiirgusest peegeldub kelme pealispinnalt (kiired 1' ja 2'), osa tungib kihti, murdub ja peegeldub alumiselt pinnalt ning murdub üles tagasi. Sellisena vaatleme kiirt 1".

Kiired 2' ja 1" on koherentsed ning levivad koos. Seega peab tekkima nende interferents. Interferentsi tekkimise võime arvutada käiguvahest, mis tekib kiirte erineva teekonna tõttu. Joone AB jõuavad kiired 1, 2 samas faasis. Käiguvahe tekib sellest, et kiir 1 läbib tee ADE ühes keskkonnas sel ajal kui kiir 2 tee BE teises keskkonnas. Kui keskkondade suhteline murdumisnäitaja on n , siis käiguvahe

$$\Delta = n(AD + DE) - BE.$$

Geomeetrilistest kaalutlustest leiame

$$AD + DE = \frac{2d}{\cos \beta} \text{ ja } BE = AE \sin \alpha = 2d \tan \beta \sin \alpha.$$

Murdumisseaduste põhjal $\sin \alpha = n \sin \beta$ seega

$$\Delta = \frac{2nd}{\cos \beta} - 2d \tan \beta \sin \alpha = \frac{2nd}{\cos \beta} (1 - \sin^2 \beta) = 2nd \cos \beta$$

ehk

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

Siit näeme, et käiguvahe sõltub kelme paksusest d , murdumisnäitajast n ja langemisnurgast α . Kui kelme on optiliselt tihedam, siis tekib pealispinnal peegeldumisel veel faasinihe $\frac{\lambda}{2}$, kuna alumisel pinnal peegeldumisel seda ei esine. Seega valguse kustumise tingimus on avaldise $2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}$ võrdumine paaritu arv poollaine pikkusega. Kui üks lainepikkustest kustub, siis kile värvuseks valges valguses on kustunud värvusele vastav täiendvärvus.

Tuletatud seos käiguvahele Δ on kehtiv ka kelmet läbinud valgusele. Erinevusena on faasinihke $\frac{\lambda}{2}$ puudumine peegeldumisel, sest siin toimuvad peegeldumised vastu hõredamat keskkonda. Sellest tingituna on läbinud valguse heledus siis maksimumaalne, kui peegeldunud valgus on kustunud ja vastupidi.

85. Valgusjõustatud optika. Valguskiire üleminekul ühest keskkonnast teise peegeldub osa kiirgusest samasse keskkonda tagasi. Peegelduva valgushulga vähendamiseks optiliste läätsete pindadelt kaetakse läätse pind õhukese läbipaistva kihiga, mille paksus võrdub $\frac{\lambda}{4}$ silmale kõige nähtavama valguse lainepikkusest. Kui arvestada, et silm reageerib tundlikumalt valgusele, mille $\lambda = 556 \text{ m}\mu$ (rohekaskollane), siis on kihi paksus $\frac{556}{4n} = \frac{1}{n} 139 \text{ m}\mu$, kus n on kihi aine murdumisnäitaja. Valguskiir

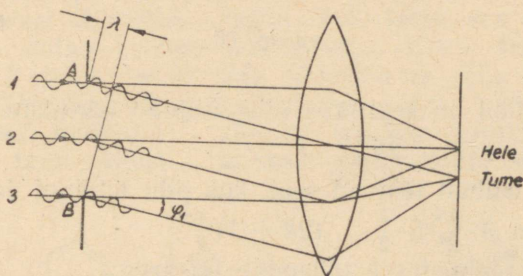
peegeldudes kihi esi- ja tagapinnalt kustub interferentsi tõttu ja mingit selle lainepikkusega valguse peegeldumist ei toimu. Interfereerivate kiirte käiguvahe on $2 \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$. Läätsse tungib seetõttu rohkem valgust ja kujutise heledus suureneb. Mainitud katteid kasutatakse fotoaparaatide, pikksilmade ja teiste optiliste riistade valgusjõu suurendamiseks.

Kuna kirjeldatud tingimus on täidetav ainult ühele lainepikkusele, siis on niisugused läätsed peegeldunud valguses violetised.

3. VALGUSE DIFRAKTSIOON.

86. Paralleelsete kiirte difraktsioon ühe ja kahe pilu puhul.

Langu paralleelne lainepikkusega λ kiirtekimp risti pilu AB tasandile (joon. 85.) Huygensi printsiibi põhjal (vt. § 65) võib pilu iga punkti vaadelda uute elementaarlainete allikana. Piluni AB jõuavad kõik kiired samas faasis. Pilu otse läbinud kiired

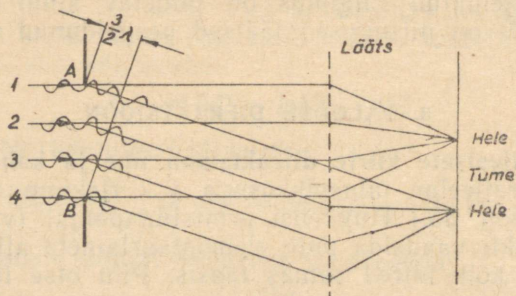


Joon. 85.

levivad edasi paralleelselt faasivaheta ning koondatakse läätsega ekraanile, kus tekib hele pilu kujutis. Vaatleme pilu tasandist lähtuvaid elementaarlaineid suunas, kus 1. ja 3. kiir omavad käiguvahe λ . Seejuures tekkiva interferentsnähtuse selgitamiseks jagame pilu keskelt pooleks kiirega 2. Joonisest näeme, et 1. ja 2. kiir omavad käiguvahe $\frac{\lambda}{2}$ ja liitudes kustuvad. Nii võime igale kiirele vahes 1—2 leida vastava kiire vahes 2—3, mis omavad käiguvahe $\frac{\lambda}{2}$ ja seega kustuvad. Seetõttu tekib suunas φ_1 levivate kiirte koosmõjuna päale läätse läbimist ekraanil tume triip. Samasugune tume triip tekib sümmeetriliselt ka teisel pool keskmist heledat triipu.

Esimene külgmine hele triip tekib suunas, kus pilu läbivate äärmiste kiirte käiguvahe on $\frac{3}{2}\lambda$. Siin jaotame kiirtekimbu pilu tasandis kolmeks võrdseks osaks. Eelmise juhuga analoogiline kalkulatsioon näitab, et vahemik 1—2 ja 2—3 vastastikku kus-

tuvad, kuid üle jääb vahemik 3—4, mille tulemusel selles suunas tekib hele triip. Selle heledus on väiksem keskmisest heledast triibust, sest säilinud on $\frac{1}{3}$ kiirtekimbust. Niiviisi edasi arutades leiame, et järgmise tumeda triibu puhul on pilu läbinud äärmiste kiirte käiguvahe 2λ ja heledal triibul $\frac{5}{2}\lambda$ ehk üldiselt



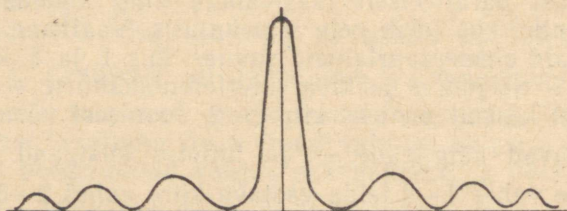
Joon. 86.

tumedad triibud on seal, kus pilu läbinud äärmiste kiirte käiguvahe on $2 \cdot \frac{\lambda}{2}, 4 \cdot \frac{\lambda}{2} \dots 2k \frac{\lambda}{2}$.

Heledad triibud tekivad seal, kus pilu läbinud äärmiste kiirte käiguvahe on $3 \cdot \frac{\lambda}{2}, 5 \cdot \frac{\lambda}{2} \dots (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$.

Esitatud avaldistes k tähendab täisarvu.

Joonisel 87 on kujutatud difraktsioonipildi heleduse jaotus üht pilu läbinud kiire puhul. Kui pilu läbiv kiirte kimp pole monokromaatne, vaid näiteks valge, siis on difraktsioonipilt vär-



JJoon. 87.

viline, sest erineva lainepikkusega kiired kustuvad erinevais kohtades ja samuti on erinevate lainepikkuste maksimumid erinevais kohtades.

Kaht kõrvutiasuvat pilu läbinud valguse difraktsiooni kohta võib rakendada ühe pilu kohta öeldut, kuid siin lisanduvad veel uued miinimumid, mis ühe pilu puhul ei esinenud. Üldse pilude

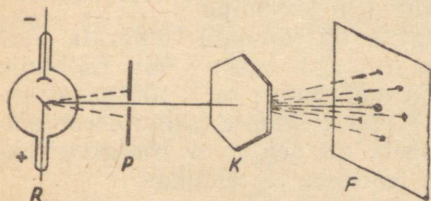
arvu suurenedes suureneb miinimumide, s. o. valguse kustumis-kohtade arv.

87. Difraktsioonivõre ja valguse lainepikkuse määramine. (vt. F. pr. I, § 87).

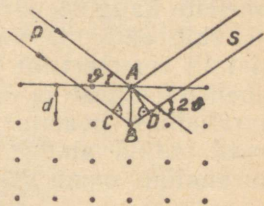
88. Röntgenkiirte difraktsioon kristallidelt. Röntgenkiirte difraktsiooninähtuste tekitamine tavalise difraktsioonivõrega pole lihtsalt teostatav, sest röntgenkiirte lainepikkus on difraktsioonivõre konstandiga võrreldes väike ja seetõttu on ka kiirte kõrvalekaldumine väike. Röntgenkiirte sobiva võrekonstandiga difraktsioonivõreks osutuvad kristallid. Kristalli aatomid oma korrapärase paigutusega moodustavad kolmemõõtmelise ruumilise difraktsioonivõre. (Tavaline võre on ühemõõtmeline). Seetõttu on kristallivõrega tekitatud röntgenkiirte difraktsioonipilt palju keerulisem kui lihtvõre puhul.

Laue ettepanekul avastasid 1912. a. röntgenkiirte difraktsiooni ZnS kristallilt Friedrich ja Knipping. Nende katseskeemi kujutab joonis 88 ja seda kasutatakse tänapäevani.

Röntgentorust R väljuv kiirgus läbib kitsa ava P ja langeb kristallile K , milles toimub difraktsioon. Kiirte teele asetatud fotoplaadile F tekib tsentraalse kiirtekimbu jälje ümber hulk nõrgemaid läätsekujulisi jälgi kohtades, kus kõrvalekaldunud kiired tabavad fotoplaati. Jälgede asukoht sõltub kasutatud röntgenkiirte lainepikkusest, kristalli asetusest ja sümmeetriast.



Joon. 88.



Joon. 89.

89. Vulf'i-Bragg'ide valem. Vene teadlane J. Vulf ja inglise teadlased W. L. Bragg ja W. H. Bragg esitasid 1913. a. röntgenkiirte difraktsioonile lihtsama seletuse kui Laue. Nad oletasid, et kristallivõre aatomitega täidetud tasandid on vaadeldavad röntgenkiiri peegeldavate pindadena (joon. 89). Langegu röntgenkiirte kimp P , millest siin on joonistatud kaks kiirt, aatomitega täidetud tasanditele, millistest siin on kujutatud pealmiste pindade lõiked. Peegeldugu üks kiir pealmiselt pinnalt punktis A ja teine kiir järgmiselt pinnalt punktis B . Kuna röntgenkiired praktiliselt ei murdu, siis võime interferentsi määramisel vajaliku käiguvahe arvutada lihtsalt geomeetrilise pikkusena CBD , mille võrra läbib teine kiir pikema tee kui esimene kiir. Kui see pikkus CBD on täisarv korda röntgenkiirte lainepikkus, siis toimub selles suunas kiirte liitumisel lainetuse tugevnemine

ja esineb interferentsimaksimum. Vulfi ja Braggide järgi toimub siis nn. valikpeegeldumine. Teistsuguste käiguvahede puhul kiirgus ei tugevne ja peegeldumist ei teki.

Olgu peegeldavate aatomtasandite vaheline kaugus d ja otse mineva primaarkiirguse ja peegeldunud sekundaarkiirguse suundade vaheline nurk 2ϑ . Kolmnurgast ABD võime kirjutada, et pool käiguvahest $BD = d \sin \vartheta$ ehk terve käiguvahe $CBD = 2d \sin \vartheta$. Peegeldumine toimub siis, kui käiguvahe on täisarv korda lainepikkus λ . Seega peegeldumisel

$$2d \sin \vartheta = n\lambda, \text{ kus } n \text{ on täisarv.}$$

Viimane valem ongi Vulfi-Braggide valem.

90. Röntgenstruktuuranalüüsi mõiste. Vulfi-Braggide valem võimaldab määrata aatomtasandite vahelist kaugust d , kui on teada kasutatava röntgenkiirguse lainepikkus. Nurk ϑ on kergesti arvutatav fotoplaadil esinevatest röntgenkiirte poolt tekitatud jälgedest ja kristalli ning fotoplaadi vahelisest kaugusest.

$$\text{Seega } d = n \frac{\lambda}{2 \sin \vartheta}.$$

Sel viisil on võimalik määrata aatomite vahelisi kaugusi kristallides. Kuna kristallis on palju röntgenkiiri peegeldavaid tasandeid ja n võib omada mitmeid väärtusi, siis on aatomite vaheliste kauguste arvutamine küllaltki keeruline.

Peale aatomite vahelise kauguse on võimalik määrata veel kristalli sümmeetriat ja ühikraku kuju (vt. I osa § 96). Aatomite vahelise kauguse ja ühikraku kuju määramine ongi röntgenstruktuuranalüüsi peamine ülesanne. Kuna aatomite paigutusest sõltuvad paljud ainete omadused, siis on selge, et röntgenstruktuuranalüüs omab suurt tähtsust teaduses ja tehnikas.

4. VALGUSE POLARISATSIOON.

91. Valgus on ristlainetus, mida tõestavad valguse polarisatsiooni nähtused, sest ainult ristlainetust on võimalik polariseerida. Kuna valgus on elektromagnetiline lainetus, siis moodustuvad valguslained omavahel ristsihis võnkuvast elektri- ja magnetväljast. Vt. F. pr. I § 86.

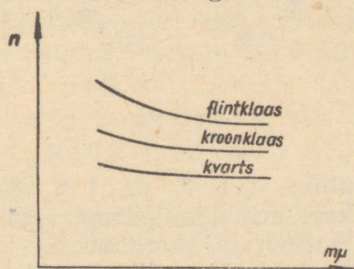
5. OPTILISED NÄHTUSED MIKROSKOOBIS.

Vt. F. pr. I, § 82.

6. MOLEKULAAROPTIKA ELEMENDID.

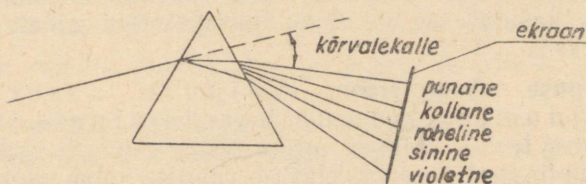
92. Valguse dispersioon. Enamik valguskiirte kimpe on mitmesuguste lainepikkustega kiirte segu. Valguse kiirus vaakuumis on kõikidel lainepikkustel sama, kuid ainetes igal laine-

pikkusel erinev. Seda näitab erineva lainepikkusega valguse erinev murdumisnäitaja samas aines. Levimise kiiruse ja seega ka murdumisnäitaja sõltuvust lainepikkusest nim. dispersiooniks. Joonisel 90 on kujutatud rea tavaliste optiliste materjalide murdumisnäitajate sõltuvus lainepikkusest. Violetne valgus omab nähtavas valguses



Joon. 90.

lühimat lainepikkust ja murdub kõige rohkem; tema murdumisnäitaja on suurem kui teistel nähtava valguse lainepikkustel. Punase valguse lainepikkus on nähtavas spektris maksimaalne; murdumine ja murdumisnäitaja vastavalt vähemad kui teistel lainepikkustel. Murdumist valguse läbiminekul prismast kujutab joonis 91. Öeldakse, et prisma disperseerib valge valguse spekt-

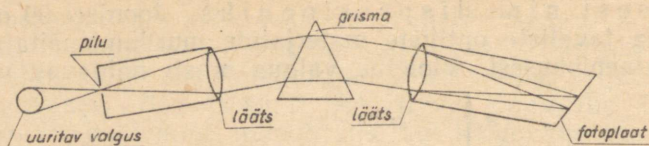


Joon. 91.

riks. Joonisel on märgitud ka värvide järjestus ja eraldi punase kiire kõrvalekaldumine prisma läbimisel. Dispersiooni suurust iseloomustab üksikute värvide murdumisnäitajate vahe. Suurima murdumisnäitajaga ja dispersiooniga looduslik aine on teemant. Kunstlikult on valmistatud titaanoksüüdi kristalle, mille dispersioonivõime on 8 korda suurem kui teemandil.

93. Spektroskoop. Spektrite uurimiseks kasutatavaid optilisi instrumente nim. spektroskoopideks, kui spektrite vaatlemine toimub silmaga ja spektrograafideks kui spekter fotografeeritakse. Viimasel ajal kasutatakse spektrite uurimisel edukalt fotoelektrilisi seadmeid (fotorakke, fotoelemente

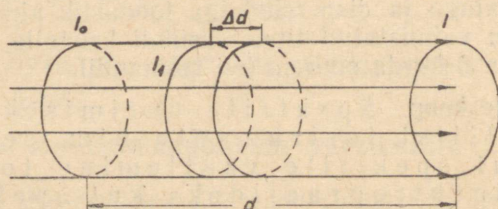
vt. § 105), mis asendavad silma ja fotoplaati. Spektrograafi skeem on esitatud joonisel 92. Prisma asemel võib kasutada ka difraktsioonivõret. Siis nim. riista võrespektograafiks.



Joon. 92.

94. Spektraalanalüüs. (vt. F. pr. I § 88). Spektraalanalüüsi kasutatakse ainete koosseisu kindlaksmääramiseks spektrite abil. 1859. a. avastasid Bunsen ja Kirchhoff, et iga element kiirgab antud tingimusil temale iseloomuliku spektri. Et ainet analüüsida spektri kaudu, selleks tuleb uuritava aine aur panna hõõguma. Mõnel juhul piisab kuumutamiseast gaasipõleti leegis (leelis- ja leelismuldmetallid). Enamikus tuleb kasutada kõrgemat temperatuuri, mida saadakse kaarleegis või elektrisädemes. Kirjeldatud viisil saadakse kiirgusspektrid. Mõnel juhul kasutatakse aine koosseisu kindlaksmääramiseks neeldumisspektreid. Selleks juhitakse mingi pideva spektriga valgusallika valgus läbi uuritava aine spektrograafi. Pidevast spektrist osa neeldub uuritavas aines ja spektris ilmnevad tumedad jooned või ribad, mille asukoht sõltub aineest. Kuna neeldumisspekter on ainele iseloomulik, siis kasutatakse ka neeldumisspektreid ainete koosseisu määramiseks.

95. Valguse absorptsioon. Valguse absorptsioon ehk neeldumine toimub kõigis aineis. See tähendab, et aines leviva valguse intensiivsus väheneb teekonna vältel. Läbipaistmatud ained neelavad valguse juba väga õhukeses kihis (näit. metallid). Teistes ainetes võib valgus levida märgatava nõrgenemiseta suuremaile kaugusile (näit. õhk, klaas, vesi), kuid ka neis esineb valguse neeldumine. Üldiselt sõltub neeldumine valguse lainepikkusest. Näiteks värvilised klaasid neelavad nende värvusele vastava lainepikkusega kiiri vähem kui teisi, mis ongi klaasi värvuse põhjuseks.



Joon. 93.

Järgnevalt analüüsime joonise 93 kaasabil ühevärvilise (monokromaatse) valguse neeldumist keskkonnas. Olgu uuritava keskkonna paksus d . Langegu sellele valgus intensiivsusega I_0 ja väljugu intensiivsusega I . Jaotame selle keskkonna üksikuiks õhukesteks kiirte teele ristiolevaiks kihtideks, mille paksus Δd . Olgu mingile kihile langeva valguse intensiivsus I_1 . Kiirguse intensiivsuse kahanemine õhukeses kihis on võrdeline kihile langeva kiirguse intensiivsusega I_1 ja kihi paksusega Δd . Seega kahanemine $\Delta I_1 = -\kappa I_1 \Delta d$.

Võrdetegur κ on ainekust ja valguse lainepikkusest sõltuv ning nim. absorptsioonikoefitsiendiks.

Et leida valguse nõrgenemist kogu keskkonna ulatuses teepikkusel d , tuleb liita eelmise valemi põhjal arvutatud valguse nõrgenemised üksikutes kihtides. Rakendades integraalarvutust, leiame keskkonda läbinud valguse intensiivsuse

$$I = I_0 e^{-\kappa d},$$

kus e on loomulikkude logaritmi alus.

Kuna κ sõltub sama aine puhul lainepikkusest, siis tuleb alati märkida, millisele lainepikkusele on κ määratud või anda κ sõltuvus lainepikkusest tabelina või graafiliselt.

Neeldumiskoefitsiendi arvutamiseks tuleb määrata monokromaatset valgust kasutades I_0 ja I ning mõõta neelava kihi paksus d . Eelmist valemit teisendades leiamegi $\kappa = \frac{1}{d} \ln \frac{I_0}{I}$.

96. Kolorimeetria. Kolorimeetreid kasutatakse värviliste lahuste kontsentratsiooni määramiseks (vt. F. pr. I § 79). Kui neeldumiskoefitsient κ on võrdeline lahustunud aine kontsentratsiooniga c , siis võime kirjutada $\kappa = kc = \frac{1}{d} \ln \frac{I_0}{I}$, kus k on võrdetegur. Kolorimeetrid ehitatakse nii, et võrreldavatele lahustekihtidele langeb võrdse intensiivsusega valgus I_0 . Muudame lahustekihtide paksusi nii, et võrdsed oleksid ka läbinud valguskiirte intensiivsused I . Võrdsustumist kontrollitakse kas silmaga või fotoelektriliste seadmetega. Neil tingimusel võime kirjutada esimese kihi kohta $kc_1 = \frac{1}{d_1} \ln \frac{I_0}{I}$ ja teise kohta $kc_2 = \frac{1}{d_2} \ln \frac{I_0}{I}$, kus c_1 ja c_2 ning d_1 ja d_2 tähendavad vastavalt kontsentratsioone ning kihtide paksusi.

Üht seost teisega jagades leiame

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{d_2}{d_1}.$$

Kui näiteks esimese lahuse kontsentratsioon c_1 on tuntud, siis leiame teise lahuse kontsentratsiooni $c_2 = c_1 \frac{d_1}{d_2}$. Kihtide paksused d_1 ja d_2 on otseselt kolorimeetri vastavatelt skaaladelt loetavad.

7. KEHADE SOOJUSKIIRGUS JA VALGUSE KVANTIDE TEOORIA.

97. Soojuskiirgus. Igasugune kiirgus on seotud energia kaotusega kiirgava keha poolt. See võib toimuda keha energiavaru vähenemise või väljastpoolt saadud energia arvel. Näiteks — valgust kiirgab kuumutatud keha. Sel juhul tekib valguskiirgus soojusenergia arvel. Sellist liiki kiirgust nimetatakse soojuskiirguseks.

Kui kiirgava keha temperatuur püsib konstantsena, nimetatakse toimuvat protsessi tasakaaluliseks. Kui protsess on tasakaaluline, siis keha poolt ajaühikus saadud ja kiiratud energiahulgad on võrdsed.

Keha energiavaru võib täiendada neelatud kiirguse arvel. Tavaliselt muutub neelatud kiirgusenergia soojuseks. Selle tagajärjel keha temperatuur tõuseb ja ta hakkab intensiivsemalt kiirgama. Lõpuks saavutatakse tasakaal neelatud ja kiiratud energiahulkade vahel. Iga keha, mille temperatuur on absoluutsest nullist erinev, kiirgab. Kui kiirgava keha temperatuur on alla $+500^\circ\text{C}$ pole tema poolt väljastatud kiirgus silmaga tajutav, sest ta koosneb peaaegu ainult infrapunastest kiirtest.

Keha poolt neelatud ja kehale langeva kiirgusenergia hulga suhet nimetatakse keha neelamisvõimeks $a_{\lambda,T}$:

$$a_{\lambda,T} = \frac{E_{\lambda,T}^1}{E_{\lambda,T}}.$$

Selles valemis $E_{\lambda,T}$ on kehale langev, $E_{\lambda,T}^1$ — keha poolt neelatud kiirgusenergia ühikulises lainepikkuste vahemikus lainepikkuse λ ümbruses. Keha poolt neelatud kiirgusenergia hulk oleneb kiirguse lainepikkusest ja keha temperatuurist. Seega oleneb ka keha neelamisvõime $a_{\lambda,T}$ lainepikkusest ja temperatuurist.

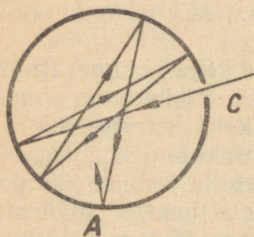
98. Absoluutselt must keha. Sellist keha, mis neelab täielikult temale langeva kiirguse, sõltumata selle lainepikkusest, nimetatakse absoluutselt mustaks kehaks. Neelamisvõime definitsioonist järeldub, et absoluutselt musta keha neelamisvõime võrdub ühega kõigi lainepikkuste jaoks. Praktiliselt absoluutselt must keha on konstrueeritud Michelsoni poolt. See on õõnes kera väikese avaga (joon. 94). Selle avause pind läheb oma omadustelt absoluutselt mustale kehale, sest avast c sissetunginud valguskiir, peegeldudes palju kordi A sisepinnal, neeldub lõpuks praktiliselt täielikult.

99. Kirchhoffi seadus. Keha kiirgamisvõimeks $e_{\lambda,T}$ antud temperatuuril T nimetatakse kiirgusenergia hulka,

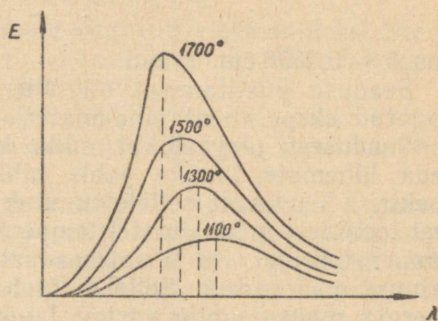
mis väljub 1 sekundi jooksul keha 1 cm² suuruselt pinnalt ühikulisel lainepikkuste vahemikus lainepikkuse λ ümbruses.

Kehade soojuskiirguse kohta kehtib Kirchhoffi seadus:

Soojusliku tasakaalu olekus keha kiirgamisvõime suhet tema neelamisvõimesse ei sõltu keha omadustest ja on võrdne absoluutselt musta keha kiirgamisvõimega.



Joon. 94.



Joon. 95.

Matemaatiliselt, kui tähistada absoluutselt musta keha kiirgamisvõime $E_{\lambda,T}$ -ga:

$$E_{\lambda,T} = \frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}}.$$

Tähtsamad järeldused sellest seadusest on järgnevad:

1) Absoluutselt musta keha kiirgamisvõime on maksimaalne, s. o. iga teine keha kiirgab antud temperatuuril vähem kui absoluutselt must keha samal temperatuuril.

2) Keha ei saa kiirata neid lainepikkusi, mida ta ei ole võimeline neelama.

100. Stefan'i-Boltzmanni seadus. Absoluutselt musta keha kiirgamisvõime olenevuse temperatuurist annab Stefan'i-Boltzmanni seadus:

Absoluutselt musta keha kogu kiirgamisvõime (kogu kiirgusvoog) on võrdeline tema absoluutse temperatuuri neljanda astmega.

$$E_T = \sigma T^4$$

võrdetegur $\sigma = 5,735 \cdot 10^{-5} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{kraad}}.$

Stefan'i-Boltzmanni seadust saab kasutada kehade temperatuuri mõõtmisel

$$T = \sqrt[4]{\frac{E_T}{\sigma}},$$

tuleb ainult määrata keha kogu kiirgusvoog E . Stefan'i-Boltzmanni seadus ei anna aga kiirgusenergia jaotust lainepikkuste järgi.

101. Wien'i nihkeseadus. Absoluutselt musta keha kiirgusspektri energia maksimumile vastava lainepikkuse λ_m korrutis selle keha absoluutse temperatuuriga on konstantne suurus

$$\lambda_m \cdot T = b,$$

kus $b = 0,2886 \text{ cm} \cdot \text{kraad}$.

Seaduse püstitamisel oli Wien'ile aluseks Michelsoni poolt kogutud eksperimentaalne materjal.

Seadusest järgneb, et mida kõrgem on keha temperatuur, seda lühemate lainete poole nihkub energia maksimum tema spektris. Vastavalt sellele muutub kiirgava keha värvus punasest toonidest madalamatel temperatuuridel sinakateni kõrgematel temperatuuridel. Ka Wiener seadust saab kasutada kehade temperatuuri määramisel. Selleks tuleb keha kiirgusspektris määrata energia maksimumile vastav lainepikkus. Joon. 95 on näidatud energia jaotus absoluutselt musta keha spektris erinevatel temperatuuridel, kusjuures $T_1 < T_2 < T_3 < \dots$

102. Planck'i valem. Energia kvant. Energia jaotus absoluutselt musta keha spektris on teoreetiliselt tuletatav lähtudes kiirguskvantide hüpoteesist, mille püstitas a. 1900 M. Planck. Sellest hüpoteesist lähtudes saadud valem absoluutselt musta keha kiirgamisvõime kohta (nn. Plancki valem) on järgmine:

$$E_{\lambda, T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1},$$

kus $h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$ ja teda nimetatakse Plancki konstandiks (mõnikord ka mõjukvandiks); c — valguse kiirus; k — Boltzmanni konstant; e — naturaallogaritmide alus (2,718). Plancki valem on katseandmetega täielikus kooskõlas. Sellest järeldub, et oletus, mille järgi valgusenergiat kiiratakse mitte pidevalt, vaid teatud kindlate portsjonite, nn. kvantide kaupa, on samuti reaalsusega kooskõlas.

Kiirguskvandi e. footoni energia

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda},$$

kus h on Plancki konstant, ν — valguse lainetusteoorias tuntud võnkesagedus. Footon on vaadeldav osakesena, millel on olemas mass $\mu = \frac{h\nu}{c^2}$; tema impulss, arvestades, et footon liigub kiirusega c :

$$p = \mu c = \frac{h\nu}{c}.$$

103. Fotoefekt. Fotoefekti uuris esimesena põhjalikult A. Stoletov. Stoletov näitas, et

1) valgustamise toimet eralduvad mitmetest ainetest (peamiselt metallidest) negatiivsed laengud,

2) vabanenud laengute hulk on võrdeline valguse intensiivsusega (kui valguse spektraalne koostis jääb muutmatuks). Viimane fakt on tuntud Stoletovi seadusena.

Vabanenud negatiivsed laengud osutusid elektronideks. Seega fotoefekt — täpsemalt väline fotoefekt — tähendab keha-dest valguse toimet elektronide eraldumist.

Isolaatorite valgustamisel võib tekkida seesmine fotoefekt. Sel juhul elektronid kehast ei välju, küll aga suureneb antud aine elektrijuhtivus.

Fotoefekt ei teki pealelangeva valguse igasuguse sageduse puhul. Katse näitab, et fotoefekti kutsub esile valgus, mille sagedus on suurem teatud kindlast sagedusest, mis iga aine jaoks on erinev. Seda minimaalset fotoefekti esilekutsuvat sagedust või vastavat maksimaalset lainepikkust nimetatakse fotoefekti punaseks piiriks.

Fotoefekti tõttu ainst väljunud elektronide kineetiline energia (seega ka kiirus) sõltub ainult valguse võnkesagedusest ν ega olene valguse intensiivsusest.

Need nähtused tõestavad, et valguse neeldumisel (fotoefekti võib esile kutsuda ainult valguse neeldumine!) on kvantiseloom, s. o. valgus neeldub kindlate portsjonite, kvantide kaupa.

104. Einsteini võrrand fotoefekti kohta. Fotoefektile andis kvantide teooria põhjal seletuse A. Einstein. Selle järgi kulub osa neeldunud kvandi energiast $\varepsilon = h\nu$ elektroni metallist vabastamiseks. Elektroni metallist vabastamiseks kulunud energia hulka nimetatakse väljumistööks A . Ülejäänud energia arvel lendab elektron metallist välja nullist erineva kiirusega v . Kogu energia-bilanssi kirjeldab Einsteini võrrand $h\nu = A + \frac{mv^2}{2}$. Siin $\frac{mv^2}{2}$ tähendab väljalennanud elektroni kineetilist energiat. Kui $h\nu < A$, siis elektronid metallist väljuda ei saa. Fotoefekti punane piir on määratud seosega $h\nu = A$.

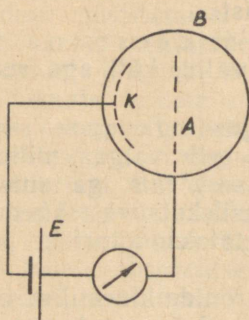
105. Fotoefekti rakendusi. Fotoelektrilised nähtused leiavad kasutamist fotoelementides, fotorakkudes ja fototakistites. Fotoraku ehitus on esitatud joonisel 96. Fotoraku töötamise põhimõte on järgmine. Fotokatoodist (K), mis asetseb õhutühjas klaasballoonis (B), lüüakse valguse mõjul välja elektrone, mis liiguvad positiivselt laetud anoodile (A). Selle tulemusena tekib ahelas vool. Vool fotoraku valgustamisel tekib ainult välise pingeallika (E) olemasolu korral.

Ligikaudu analoogiliselt töötavad ka fototakistid. Põhinedes seesmisele fotoefektile, muutub nende takistus sõltuvalt neile lan-

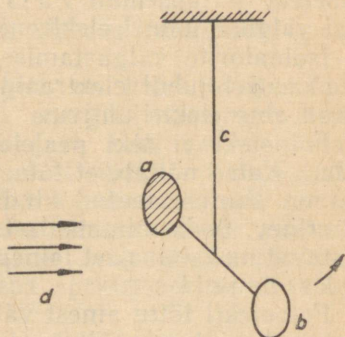
geva valguse intensiivsusest. See omakorda põhjustab ahelas voolutugevuse muutumist.

Nii fotorakk kui ka fototakisti leiavad kasutamist heli reprodutseerimisel filmilindilt ja mujal.

Fotoelement aga annab ise pinget valguse mõjul. Temas tekib valgusenergia otsene muundamine elektrienergiaks. Viimastel aastatel on ehitatud fotoelemente, mille kasutegur küünib 10%-ni. See teeb võimalikuks tema kasutamise energia-allikana.



Joon. 96.



Joon. 97.

106. Valguse rõhk. Valgus, langedes mingile pinnale, avaldab sellele rõhku. Valguse rõhu olemasolu ennustas Maxwelli valguse elektromagnetiline teooria a. 1865. Valguse rõhu väiksusest tingitud raskuste tõttu näitas selle olemasolu katseliselt alles 1901. a. Lebedev.

Valguse rõhu tekkimine on seletatav valguse kvantide teooria abil järgnevalt. Iga footon omab impulssi $p = \frac{h\nu}{c}$. Neeldudes mingil pinnal, annab ta oma impulsi sellele üle, põhjustades nii rõhu tekkimise. Rõhk on arvutatav kui ajaühikus pinnaühikule üleantud impulss. Seda arvestades saame valguse rõhu jaoks avaldise $P_n = \frac{I}{c}$, kus I on valguse intensiivsus, c — valguse kiirus.

Peegeldavale pinnale avaldatav rõhk on kaks korda suurem, sest peegeldumisel ei muutu footoni impulss nulliks, vaid säilib oma endise suuruse, muutudes suunalt vastupidiseks. Seega peegelduval pinnale avaldatav rõhk $P_p = \frac{2I}{c} = 2 \cdot P_n$.

107. Lebedevi katse. Nähtust, et peegeldavale pinnale avaldatav rõhk on suurem kui neelavale pinnale avaldatav rõhk, kasutaski Lebedev oma katses valguse rõhu kindlaksmääramisel, mille põhimõtteline skeem on toodud joon. 97. Peenikese elastse niidi (c) otsa riputatakse kaks kerget kettakest — üks must (a), mis neelab temale langeva valguse, teine peegeldav (b). Suunates

intensiivse valguse (d) sellele seadmele, see veidi pöördub, sest peegeldavale kettale avaldatav rõhk on suurem. Pöördenurga järgi saab otsustada valguse rõhu suuruse üle. Nii näiteks otseste päikesekiirte poolt avaldatav rõhk maapinnal on umbes $0,4 \text{ mG/m}^2$. Raskus katse praktilisel läbiviimisel seisab selles, et peale valguse rõhu sunnivad kettakesi pöörduma veel teised põhjused.

108. Valguse fluktuatsioonid. Vavilovi katsed. Kui valguse kiirgumisel on kvant-iseloom, siis väga nõrkade valgusvoogude vaatlemisel peavad ilmsiks tulema fluktuatsioonid — valguse intensiivsuse korrapäratud kõikumised. Selliseid fluktuatsioone õnnestus esmakordselt vaadelda S. I. Vavilovil. Tema katses kasutati valguse intensiivsust, mis asus inimese silma tundlikkuse lävel (ca 100 kvanti sekundis). Seejuures ei vaadeldud mitte pidevat valgusvoogu, vaid teatud ajavahemiku järgi antavaid üksikuid impulsse. Fluktuatsioonide tõttu registreerib silm ainult osa neist impulssidest, sest ühtedes impulssides on footoneid nägemisaistingu tekitamiseks küllaldaselt, teistes aga mitte.

Samuti õnnestus Vavilovil näidata, et kui üks kiirtekimp lahutatakse polarisatsiooniprisma abil kaheks vastastikku risti asuvates tasandites polariseeritud kimbuks, siis toimuvad fluktuatsioonid kummaski kimbus täiesti iseseisvalt. Lainetusteooria järgi peaksid aga igasugused intensiivsuse muutused kummaski kimbus toimuma kooskõlastatult.

Need tõsiasiad aga ei tähenda sugugi, et valgusel puuduvad lainelised omadused.

109. Footoni ja elektroni korpuskulaarsete ja laineliste omaduste vaheline seos. Paljud optilised nähtused — interferents, difraktsioon, polarisatsioon — on seletatavad valguse lainetusteooria abil. Teised — näit. fotoefekt jt. — seevastu seletuvad lähtudes kvantide teooriast (korpuskulaarsest teooriast). Kolmandad — (nagu valguse rõhk) mõlema teooria abil samaväärselt. Klassikalise füüsika seisukohalt on lainelised ja korpuskulaarsed omadused üksteist välistavad. Tegelikult nad aga esinevad looduses üheskoos. See näitab, et meie endised kujutlused valgusest, samuti nagu kogu mikromaailmast, olid puudulikud.

Selline dualistlik (kaksik-) iseloom on omane mitte üksi valgusele, vaid ka teistele materia elementaarosakestele, näiteks elektronidele. Seda väidet kinnitab katse elektronide difraktsiooniga. Lastes elektrone läbi mingi kristalli, annavad nad tüüpilise difraktsioonipildi intensiivsuse maksimumide ja miinimumidega. Difraktsioonipilt on arvutatav lainetusteooria abil, kui oletada, et elektronide lainepikkus avaldub järgmiselt

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

kus h — Plancki konstant, m — elektroni mass, v — elektroni kiirus. λ nimetatakse de Broglie' (loe: debrolii) lainepikkuseks.

110. Katood- ja fotoluminestsents. Luminestsentsiks nimetakse seda osa keha kiirgusest, mis ületab tema soojuskiirguse antud temperatuuril. Seega kiirgab luminestseeruv keha antud temperatuuril mingis spektraalpiirkonnas rohkem kui samasugune mitteluminstseeruv keha. Luminestsentsile pole rakendatavad soojuskiirguse kohta kehtivad seadused. Luminestsentsinähtuste hulka ei kuulu valguse peegeldamine, hajutamine ja Tšerenkovi helendus.

Luminestseeruvate kehade näiteks võivad olla: päevavalguslambid, helenduvad numbrid kella numbrilaua, televiisori ekraan jne.

Keha võib luminestseeruda ainult väljastpoolt saadud energia arvel. Vastandina soojuskiirguse tekkeprotsessile ei muutu see energia vahepääl kogu ulatuses soojuseks, vaid viib keha koostisse kuuluvad aatomid või molekulid nn. ergutatud olekusse (vt. peatükk «Aatomfüüsika»). Kui aatomid (molekulid) pöörduvad tagasi põhiolekusse, siis vabanebki neelatud energia kiirgusena.

Luminestseeruva aine ergutamist võib teostada mitmel viisil — näiteks elektrivälja, radioaktiivse kiirguse, katoodkiirte, valguse jm. abil. Sellele vastavalt eristatakse elektroluminestsentsi, radioluminestsentsi, katoodluminestsentsi ja fotoluminestsentsi. Praktiliste rakenduste suhtes osutuvad tähtsamateks kaks viimatinimeetatud luminestsentsi liiki.

Fotoluminestsents tekib neelatud valgusenergia toimetel.

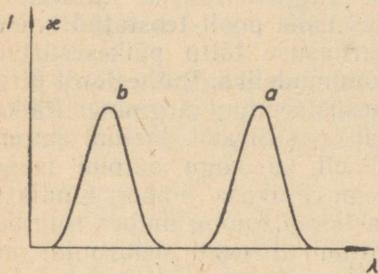
111. Stokes'i reegel. Fotoluminestsentsi korral on suuremal osal juhtudest täidetud Stokesi reegel, mille järgi luminestsentskiirguse lainepikkus λ' on suurem kui ergutava valguse lainepikkus λ . Joonisel 98 on luminestsentskiirguse spektrile vastav kõver *a*, neeldumisspektrile *b*. Selline reegel on seletatav asjaoluga, et osa neelatud kvantide energiast muutub soojuseks ja ainult ülejäänud osa arvel tekib luminestsents. Tähistades neelatud kvandi energia $E = h\nu$ ja kiiratud kvandi energia $E' = h\nu'$, peab energia jäävuse seaduse põhjal olema kehtiv seos $h\nu = h\nu' + \text{soojus}$. Seega $h\nu > h\nu'$, millest lainepikkuste jaoks järgneb, et $\lambda < \lambda'$.

Vavilovi seadused. Stokesi reeglist on olemas erandeid. Täpsemalt määravad energeetilisi vahakordi luminestsentsprotsessis Vavilovi seadused.

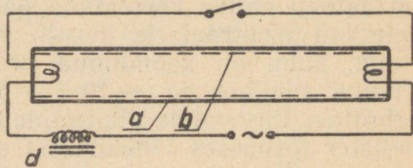
Iga ergutava kiirguse kvant ei põhjusta üle ühe luminestsentskiirguse kvandi tekkimise. Seepärast ei ületa kiiratud ja neelatud kvantide arvude suhe $\frac{n'}{n}$ ühte. Suhet $\frac{n'}{n}$ nimetatakse luminestsentsi kvantsaagiseks. Arvestades Stokesi reeglit, mille järgi kiiratud kvandi energia on väiksem neelatud kvandi energiast, leiame, et luminestsentsprotsessis kiiratud ener-

gia E' on väiksem neelatud energia hulgast E . Suhet $\frac{E'}{E}$ nimetatakse luminesentsentsi energeetiliseks saagiseks.

Erandina Stokesi reeglist võib juhtuda, et luminesentsentsi kutsub esile valgus, mille lainepikkus on suurem kui luminesentskiirguse lainepikkus. Kuid sel juhul energeetiline- ja kvant-saagis vähenevad järsult: energiarikkamate kvantide tekkimise eest peame kompensatsiooniks leppima nende väiksema arvuga.



Joon. 98.



Joon. 99.

Vavilovi seadused väljendavadki viimatikirjeldatud tõsiasju. Samuti on täpne luminesentsentsi definitsioon antud S. I. Vavilovi poolt.

112. Luminesentsentsnähtuste kasutamine. Luminesentsentsnähtused leiavad praktikas väga mitmesuguseid rakendusi. Näiteks — ruumide kunstlik valgustus, valgusreklaami mõned liigid, avariivalgustus, vahendid infrapunaste, ultraviolet- ja röntgenkiirte nähtavakstegemiseks, katoodkiirte toru oma väga laiade rakendus-aladega, luminesentsentsanalüüs ja palju muud.

113. Luminesentsentsanalüüs. Luminesentsentsanalüüsiks nimetatakse menetlust, kus luminesentskiirguse spektri või lihtsalt luminesentsentsi olemasolu järgi tehakse kindlaks mõne aine olemasolu antud uurimisobjektis. See on võimalik tänu asjaolule, et iga aine luminesentskiirguse spekter on erinev.

Seega — määrates luminesentskiirguse spektraalse koosseisu, saab otsustada, millise ainega (või milliste ainetega) on meil tegemist. Luminesentsentsanalüüs on äärmiselt tundlik. Tema abil on võimalik kindlaks määrata lisandite hulka suurusjärgus $10^{-9}\%$.

114. Päevavalguslamp. Päevavalguslamp (joon. 99) kujutab endast klaasist toru (a), mis on täidetud hõrendatud elavhõbeda auruga ja mille seinad on seest kaetud mitmesuguste luminesentseeruvate ainete seguga (b). Torus tekitatakse huulahendus, mis elavhõbeda aurude korral sisaldab väga palju ultraviolettkiirgust. Selle mõjul hakkavad toru seinu katvad ained helenduma. Valides sobivalt nende ainete segu koostise, on võimalik saada spekt-

raalselt koostiselt päevavalgusega sarnanevat kiirgust. Teiseks luminesentslampide eeliseks võrreldes tavaliste hõõglampidega, on nende palju suurem kasutegur. (40-vatise hõõglambi poolt kiiratud valgusvoog on 350 lm, sama võimsal luminesentslambil aga 1050 lm).

VII. AATOMFÜÜSIKA.

1. AATOMI EHITUS.

115. Planetaarne aatomi mudel. Inglise füüsik Rutherford (l: radefod) esitas 1911. a., tuginedes tema poolt teostatud katsetele, aatomi mudeli, mida selle sarnasuse tõttu päikesesüsteemiga nimetatakse planetaarseks aatomimudeliks. Rutherfordi järgi on aatomi ehitus võrrelduna päikesesüsteemiga järgmine: Päikesele kui tsentraalsele kehale vastab positiivselt laetud aatomi tuum, kuhu on koondunud praktiliselt ka kogu aatomi mass. Tuuma raadius on $\sim 10^{-13}$ — 10^{-12} cm. Päikese ümber kindlatel orbiitidel tiirlevatele planeetidele vastavad tuuma ümber ringjoonelistel (esimeses lähenduses) orbiitidel tiirlevad elektronid, mis oma negatiivse laenguga kompenseerivad tuuma positiivse laengu, nii et aatom tervikuna on elektriliselt neutraalne. Elektronide ja tuuma vahelise elektrostaatilise tõmbetungi tasakaalustab elektronide tiirlemisel tekkiv kesktõuketung; päikesesüsteemi korral on tasakaalus Päikese ja planeetide vaheline gravitatsioonitung planeetide tiirlemisel tekkiva kesktõuketungiga. Üheks olulisemaks erinevuseks päikesesüsteemi ja aatomi vahel on asjaolu, et nii Päikese ja planeetide, kui ka kõigi planeetide vahel mõjub tõmbetung (gravitatsioonitung); seevastu aatomis mõjub tõmbetung ainult tuuma ja elektronide vahel, kuna elektronide endi vahel valitsevad elektrostaatilised tõuketungid. Päikesesüsteemis tiirlevad kõik planeedid peaaegu ühes tasapinnas ümber Päikese; elektronid liiguvad ümber tuuma aga erinevates tasapindades.

116. Bohri kvantide teooria. Klassikalise elektrodünaamika seadustest järeldub, et kiirendusega liikuvad laetud kehad peavad kiirgama elektromagnetilisi laineid. Elektroni liikumine ümber tuuma toimub ringjoont mööda ja on seetõttu kiirendusega liikumine. Järelikult kiirgab ka elektron oma liikumise vältel elektromagnetilisi laineid. Kiirguse tagajärjel väheneb elektroni energia ja ta nihkub tuumale lähemale. Nii kujuneb elektroni liikumise teeks mitte ringjoon vaid spiraal, mis lõpeb tuumal. Teisiti öeldud: reaalselt ei või eksisteerida sellist aatomit, mis vastaks planetaarsele aatomimudelile, küigi viimane tugineb eksperimentaalsetel faktidel. Tekkinud vastuolu põhjuseks on klassikalise elektrodünaamika seaduste piiratus, nende mitterakendatavus aatomaarsete protsesside korral.

Planetaarse aatomimudeliga seotud raskused kõrvaldas 1913. a. taani füüsik Bohr. Bohr rajas nn. aatomi kvantide teooria, kasu-

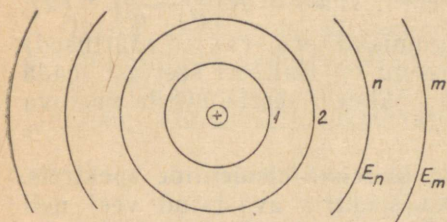
tades Plancki poolt arendatud kiirguse kvantide teooriat (vt. § 102). Bohri teooria aluseks on järgmised väited e. p o s t u l a a d i d:

1. Elektron võib ümber tuuma tiirelda vaid statsionaarsetel orbiitidel, kus ta pöörlemishulk (mvr) tuuma keskpunkti suhtes on täisarvkorde suuruselt $\frac{h}{2\pi}$.

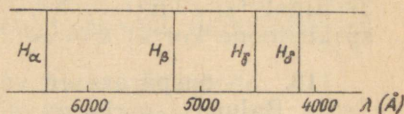
Matemaatiliselt: $mvr = k \frac{h}{2\pi}$. Selles valemis m tähendab elektroni massi; v — elektroni joonkiirust; r — orbiidi raadiust, millel elektron liigub; h — nn. Plancki konstanti ($6,62 \cdot 10^{-27}$ erg · s) ja $k = 1, 2, 3 \dots$

2. Elektron, liikudes statsionaarsel orbiidil, ei kiirga.

3. Elektroni üleminekul ühelt statsionaarselt orbiidilt teisele aatom kiirgab (või vst. neelab) kiirgust rangelt määratud sagedusega.



Joon. 100.



Joon. 101.

Bohri postulaatide põhjal võime väita, et aatomis toimub valguse kiirgamine (vst. neelamine) kvantide kaupa. Kvandi energia on määratud seosega $h\nu = E_m - E_n$ (1), kus E_m on elektroni energia m -dal orbiidil ja E_n — elektroni energia n -dal orbiidil (joon. 100). Seosest (1) järeldub, et elektroni üleminekul algseisundist energiaga E_m väiksema energiaga lõppseisundisse E_n kiiratakse aatomis vabanev energia välja monokromaatse valguslainena, mille sagedus on ν ($\nu = \frac{E_m - E_n}{h}$). Iga sellise üleminekuga aatomis kaasneb kindla sagedusega valguse kiirgus, mis annab meile terava spektri joone. Kui elektroni energia algseisundis on väiksem kui lõppseisundis, siis seos (1) määrab aatomi poolt neelatud kvandi energia*; spektraalselt vastab sellele neeldumisjoon sagedusega ν .

Nii on Bohri teooria alusel elektronil «lubatud» liikuda ainult kindlatel diskreetsetel orbiitidel, kuna kiirgus (vst. neelamine) toimub elektroni üleminekul nende diskreetsete orbiitide vahel. Klassikalise teooria järgi võib elektron liikuda mistahes kaugusel tuumast ja kiirata valgust mistahes sagedusega.

* Aatomit, kus elektroni energia on lõppseisundis suurem kui algseisundis, nimetatakse ergastatud aatomiks.

117. Balmeri valem vesiniku aatomi kohta. Vaadeldes joonisel 101 toodud aatomaarse vesiniku spektrijoonte asendeid, märkame, et spektrijoonte vahed kahanevad lühemate lainepikkuste poole. 1885. a. Balmer näitas, et nähtavas spektriosas asuvad nelja spektrijoone (tähistatakse sümbolitega H_α (punane), H_β (helesinine), H_γ (sinine) ja H_δ (violetne)) lainepikkused võime väga hästi väljendada empiirilise valemiga $\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}$ (1), kus $n = 3, 4, 5, 6$ ja $B = 3645,6 \text{ \AA}$ (empiiriline konstant).

Balmeri valem (1) omandab eriti lihtsa kuju, kui me võtame kasutusele lainearvu mõiste. Lainearvuks nimetatakse 1 cm -le mahtuvate lainepikkuste (λ) arvu. Tähistades lainearvu $\bar{\nu}$ -ga, siis definitsiooni järgi $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} (\text{cm}^{-1})$. Valemist (1) järgneb, et $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{B} \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{B} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$.

Tähistame $\frac{4}{B} = R = 109677,8 \text{ cm}^{-1}$, siis $\bar{\nu} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ (2), kus $n = 3, 4, 5, 6$. Spektrijoonte kogumikku (erinevad n -i väärtused) nimetatakse spektraalseeriaks. Praegu on Balmeri seeriast teada 37 liiget (s. o. $n = 3, 4, \dots, 39$). Balmeri seeria piirile vastava spektrijoone korral $n = \infty$.

118. Seaduspärasused vesiniku ja teiste elementide spektreis. Peale Balmeri seeria on vesiniku spektris avastatud veel neli spektraalseeriat, millede kohta kehtivad val. (2) sarnased valemid.

Kauges ultravioletis avastas Lyman (l: laiman) spektrijoonte seeria, mida tema nime järgi nimetatakse Lymani seeriaks ja mille spektrijoonte lainearvud võime määrata järgmise valemi abil

$$\bar{\nu} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, \dots$$

Infrapunases spektri osas on avastatud 3 spektraalseeriat. Pascheni seeriasse kuuluvate joonte lainearvud avalduvad valemiga

$$\bar{\nu} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \text{kus } n = 4, 5, \dots$$

Analoogilised valemid kehtivad ka kahe ülejäänud spektraalseeria kohta. Bracketi (l. bräket) seerias

$$\bar{\nu} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \text{kus } n = 5, 6, \dots$$

Pfundi seerias

$$\bar{\nu} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \text{kus } n = 6, \dots$$

Kõik spektraalseeriad võime esitada ühe valemiga

$$\bar{\nu} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3)$$

kus m on iga seeria jaoks konstantne ($m = 1, 2, 3, 4, 5$), kuna n võib omada rea täisarvulisi väärtusi, alates arvust, mis m -st on ühe võrra suurem. Seost (3) nimetatakse üldistatud Balmeri valemiks.

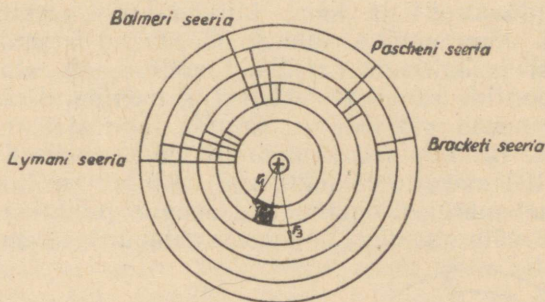
On õnnestunud näidata, et leelismetallide aatomite spektrite kohta kehtivad val. (3) sarnased valemid. Selle põhjuseks on asjaolu, et leelismetallide aatomite väliskattel liigub vaid üks elektron, mille tõttu nad sarnanevad teataval määral vesiniku aatomiga. Spektrijoonte lainearvud võime leida järgmise valemi abil

$$\bar{\nu} = R \left[\frac{1}{(m + \alpha)^2} - \frac{1}{(n + \beta)^2} \right],$$

kus α ja β on arvulised konstandid.

Teiste elementide spektrijoonte vastavaid lainepikkusi ei ole õnnestunud avaldada lihtsate valemite abil.

Spektraalseeriade tekkimine on seletatav Bohri teooria põhjal. Joon. 102 on välja joonistatud mõned orbiidid, millel elektron



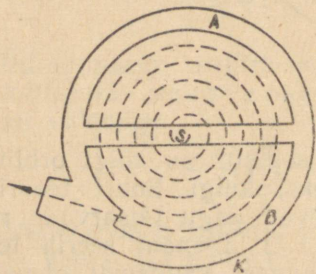
Joon. 102.

võib vesiniku aatomis liikuda. (Joonisel 102 on kõigi orbiitide vahelised kaugused võetud võrdseteks, kuigi Bohri teooriast järeldub, et orbiitide raadiused suhtuvad nagu täisarvude ruudud, s. o. $r_1 : r_2 : r_3 : \dots = 1^2 : 2^2 : 3^2 : \dots$) Lymani seeria tekib elektronide üleminekute tagajärjel tuumast kaugemal olevatelt orbiitidelt tuumale kõige lähemal olevale (esimesele) orbiidile. Vabanev energia kiiratakse välja valguskvantidena. Vastupidisel protsessil, s. o. elektroni üleminekul esimeselt orbiidilt kaugemale tekib neeldumisspekter.

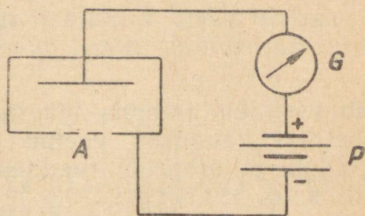
Balmeri spektraalseeria tekib elektroni üleminekul kaugemalt orbiitidelt teisele orbiidile jne.

2. KIIRENDUS- JA REGISTREERIMISSEADMED JA VAATLUSMEETODID KAASAJA TUUMAFUUSIKAS.

119. Tsüklotron. Esimese tsüklotroni ehitas 1930—1932. a. ameeriklane Lawrence (L. lourens). Tsüklotroni peaosaks on suur silindrikujuline vaakuumkamber K , mille sees asetseb kaks isoleeritud D -kujulist elektroodi A ja B (joon. 103). D -kujulisi elektroode nimetatakse duantideks. Duandid on tasapõhjalised seest õõnsad poolsilindrid, mis on teineteisest lahutatud väikese vahemikuga. Vaakuunkamber koos duantidega asetseb elektromagneti pooluste vahel, nii et homogeenne magnetväli on risti duantide põhjadega. Duandid on ühendatud kõrgsagedusliku vahelduvvoolu generaatoriga, mille abil tekitatakse duantidevahelises ruumis vahelduva suunaga elektriväli. Kiirendatavad positiivsed ioonid juhitud duantide vahelisse ruumi (näit. punktis S) hakkavad liikuma negatiivset potentsiaali omava duandi suunas. Olgu selleks näiteks duant A . Elektrivälja tõttu on ionide liikumine kiirenev. Magnetväli, mis on risti ionide liikumise teega, sunnib ioone liikuma mööda ringjoont. Duandi A sees puudub elektriväli ja magnetvälja toimel pöörduvad ioonid teatava aja möödumisel duandi A äärel tagasi. Ajal, mil ioonid liikusid duandi sees, vahetus elektrivälja suund (nüüd omab negatiivset potentsiaali duant B) ja ioone kiirendatakse elektrivälja läbimisel uuesti. Magnetvälja toimel pöörduvad ioonid duandi B äärel tagasi ja kiirenduse tsükkel võib otsast alata. Läbides korduvalt duantide vahelist elektrivälja, ionide kiirus kasvab ja ühtlasi suurenevad pidevalt ka ringide raadiused, mida mööda nad liiguvad. Nii kujuneb ionide liikumise tõeliseks teeks spiraal (joon. 103 märgitud punktiiriga). Küllaldase kiiruse (seega ka kineetilise energia) omandanud ioonid juhitakse duantidest välja ja neid võib kasutada tuumareaktsioonide saamiseks.



Joon. 103.



Joon. 104.

120. Ionisatsioonikamber. Prootonite, deutronite ja teiste ioonide registreerimiseks kasutatakse ionisatsioonikambrit. Tema põhimõtteline ehitus (joon. 104) ja töötamisprintsip on järgmised. Kambri metallist kesta on õhukesest vilgukivist aken A ,

kust uuritavad osakesed pääsevad kambrisse. Kambris oleva elektroodi ja seina vahel on patarei P abil tekitatud potentsiaalide vahe, mis on piisav küllastusvoolu saamiseks. Laetud osakesed ioniseerivad kambris leiduvaid gaasi molekule. Siseelektroodi ja kambri seina vahel olevas elektriväljas negatiivsed ioonid liiguvad siseelektroodile, kuna positiivsed ioonid liiguvad kambri seinale. Tekkinud ionisatsioonivoolu mõõdetakse galvanomeetri G abil. Galvanomeetrit läbiva voolu tugevus on võrdeline ioniseerivate osakeste arvuga, mis võimaldab võrrelda ioniseerivate kiirguste intensiivsusi.

121. Elementaarosakeste loendaja. Loendaja kesta moodustab metallist silinder (A) (joon. 105), mille otsad on suletud isolaatoriga. Silindri teljel on peenikene metallniit. Loendaja täidetakse sobiva gaasiga (rõhk 10—20 cm Hg). Niit maandatakse läbi suure takisti R . Niidi ja silindri vahel on patarei P abil tekitatud potentsiaalide vahe, mis on väiksem läbilöögi potentsiaalist. Potentsiaali muutus on eriti suur niidi vahetus läheduses (seega ka elektrivälja tugevus). Laetud osakene, mis tungib loendajasse, tekitab mõnesuguse hulga positiivselt laetud ioone ja vabu elektrone. Elektronid liiguvad positiivset potentsiaali omava niidi suunas ja omandavad niidi lähedal niivõrd suure kineetilise energia, et hakkavad ioniseerima neutraalseid gaasi molekule. Tekib tõukeionisatsioon, mille tagajärjel positiivsete ionide ja elektronide arv kasvab väga kiiresti. Vooluring sulgub, kui positiivsed ioonid jõuavad silindri seinani (vst. elektronid niidini). Vool läbib takistust R , millel tekib potentsiaali langus. Viimast võime registreerida näit. elektromeetri (E) lehekese nihkumise põhjal. Igale lehekese küljele vastab ühe ioniseeriva osakese tungimine loendajasse. (Moodsates loendajates pinge impulsid võimendatakse ja registreeritakse mehaaniliste numeraatorite poolt). Potentsiaalilangu tõttu takistusel R väheneb elektroodide vaheline pinge nii palju, et tõukeionisatsioon lakkab. Voolu lõppemisel on kogu patarei P pinge uuesti rakendatud loendaja elektroodidele ning loendaja uue osakese registreerimiseks valmis.

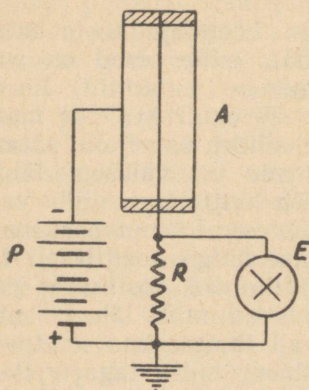
Loendaja võib registreerida mitukümmend tuhat osakest sekundis.

Loendajat võib kasutada nii raskete positiivsete ioonide kui ka elektronide ja γ -kvantide registreerimiseks.

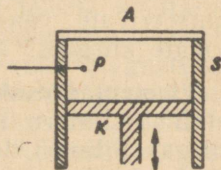
122. Wilsoni kambri. Wilsoni kambri põhiosaks on läbipaistvast materjalist kaanega (A) varustatud silinder (S), mille sees õhutihedalt liigub kolb (K) (joon. 106). Silindri seina külge on kinnitatud uuritava radioaktiivse aine preparaati (P). Silindrit on võimalik täita puhta küllastatud veeauruga. Kolvi kiire allaviimise tagajärjel silindris olev õhk koos veeauruga paisub adiabaatiliselt, mille tagajärjel temperatuur silindris langeb ja tekib üleküllastatud veeaur. Radioaktiivse aine preparaadist väl-

juvad laetud osakesed ioniseerivad õhu molekule, milledele silmapilkselt kondenseerub veeaur. Kambril läbinud osakese tee muutub nähtavaks uduniidina. Uduniit on fotografeeritav.

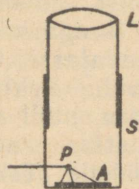
Nõukogude füüsik Skobeltsõn paigutas Wilsoni kambri magnetvälja. Sellises kambris muutuvad laetud osakeste teed kõverjoonelisteks. Osakese kõrvalekaldumise suuna ja suuruse järgi on võimalik määrata nende laengu märki ja energiat.



Joon. 105.



Joon. 106.



Joon. 107.

123. Stsintillatsiooni meetod. Stsintillatsiooni meetodit kasutatakse radioaktiivsetest ainetest väljakiirguvate α -osakeste loendamiseks. Lihtsaima stsintilloskoobi ehitus on järgmine (joon. 107). Silindri (S) põhi on kaetud luminesceeriva ainega (A). Silindri teise põhja aset täidab luup (L). Silindri sees asetseb uuritav preparaat (P). Osa preparaadist väljuvaid α -osakesi neeldub luminesceerivas aines, põhjustades sähvatuste tekkimist, millised võime visuaalselt registreerida. Sähvatuste arvu järgi ajaühikus on võimalik võrrelda preparaatide α -kiirguste intensiivsusi.

124. Fotoemulsiooni meetod. Meetodi töötasid välja nõukogude füüsikud Mõssovski ja Ždanov. Meetod põhineb sellel, et üksikud α -osakesed põhjustavad fotoplaadi emulsioonikihi läbimisel nende teel leiduvate AgBr terakeste lagunemist. Pärast fotoplaadi ilmutamist ja kinnitamist on osakese tee näha üksteisele järgnevate mustade täppidena. Jälgede uurimiseks kasutatakse mikroskoopi. Selleks, et osakese kogu tee oleks vaadeldav, peab emulsioonikihi paksus ulatuma 50—300 μ (tavalisel fotoplaadil 20 μ).

Meetod võimaldab peale α -osakeste registreerida veel prootone, elektrone ja teisi laetud osakesi.

3. AATOMI TUUM.

125. Neutron. Neutron kuulub nn. elementaarosakeste hulka. Elementaarosakeseks nimetatakse sellist aine osakest, mille ehitust me teaduse arengu antud etapil ei tea ja mille me loeme punktikujuliseks. Neutroni avastas 1932. a. inglise füüsik Chadwick (l. täadvik). Ta on elektriliselt neutraalne, millest pärineb ka tema nimetus. Gaasi läbimisel ta ei ioniseeri molekule, mistõttu neutronite vahetuks registreerimiseks ei saa kasutada ionisatsiooni põhimõttel töötavaid aparate (Wilsoni kamber, loendaja jne.). Neutroni mass on ligikaudu võrdne prootoni massiga, s. t. ta on võrdne ühe aatommassi ühikuga ($1,6 \cdot 10^{-24}$ g).

126. Aatomi tuuma ehitus. Pärast neutroni avastamist püstitas nõukogude füüsik Ivanenko 1932. a. hüpoteesi, mille järgi aatomi tuum koosneb prootonitest ja neutronitest. See Ivanenko hüpotees on hiljem saanud eksperimentaalse tõestuse. Tuuma koosseisu kuuluvate osakeste vahel mõjuvad eriti tugevad tõmbetungid, milliseid nim. tuumatungideks. Tuumatungide olemus ei ole veel täiesti selge.

Aatomi asukoha (tema järjekorra numbri) Mendelejevi perioodsuse süsteemis määrab tuuma laeng, s. o. prootonite arv tuumas. Perioodsuse süsteemi kuulub praegu 102 elementi, milledest kõik transuraanid on kunstlikult valmistatud (vt. § 141). Nii prootoni kaal kui ka neutroni kaal väljendatud aatomkaalu ühikutes on ligikaudu võrdsed ühega. Kuna tuum koosneb prootonitest ja neutronitest, peab täisarvuni ümardatud aatomi kaal aatomkaalu ühikutes olema arvuliselt võrdne prootonite ja neutronite arvude summaga tuumas.* Seda arvu nim. aatomi massiarvuks. Olgu elemendi järjekorra number Z ja massiarv A , siis neutronite arv tuumas $N = A - Z$.

127. Looduslik radioaktiivsus. Curie tööd. Uurides uraani soolasid avastas prantsuse füüsik Becquerel (l. bekrel) 1896. a. uut tüüpi nähtamatu kiirguse, mida hakati nimetama uraani kiirguseks, sest selle allikaks olid uraanisoola tükid. Uus kiirgus läbis kergesti õhukest paberit põhjustades fotoplaadi tuhmumist. Selle kiirguse omadusi hakkasid uurima abielupaar Maria-Sklodowska Curie (l. kürii) ja Pierre Curie. Neil õnnestus 1898. a. avastada 2 uut elementi, millede ühendeist lähtuv «uraani kiirgus» on võrratult intensiivsem uraani soolade kiirguse intensiivsusest. Ühe nendest elementidest nimetas M. Curie polooniumiks (keemiline sümbol Po; $Z = 84$), teise radiumiks (Ra; $Z = 88$). Curie ettepanekul hakati kõiki aineid, mis kiirgavad «uraani kiiri» nimetama radioaktiivseteks, uut ainete omadust

* Aatomi koosseisu kuuluvate elektronide kaalu me ei tarvitse arvestada, kuna ühe elektroni kaal on ~ 1840 korda väiksem ühe prootoni kaalust.

aga radioaktiivsuseks. «Uraani kiirguse» asemel räägitakse tänapäeval radioaktiivse aine kiirgus. Nii jagunevad Mendelejevi perioodsuse süsteemi kuuluvad elemendid radioaktiivseteks ja mitteradioaktiivseteks. Oma olemuselt radioaktiivseid elemente nimetame looduslikult radioaktiivseteks. Neid on teada ligi 40.

Olgu märgitud, et M. Curiel on suured teened radioaktiivsete elementide saamisel. Puhast — metalset raadiumi, sai M. Curie esmakordselt 1910. a. Tema raamat «Radioaktiivsus» on klassikaliseks tööks radioaktiivsuse alal.

128. α - ja β -radioaktiivsus. γ -kiired. Juhtides radioaktiivse aine kiirguse läbi tugeva magnetvälja lahutub ta sääli kolmeks komponendiks. Üks osa kiirgust kaldub magnetväljas oma esialgsest suunast kõrvale nii, nagu positiivsed ioonidki. Selle osa kiirgusest moodustavad He aatomite tuumad ($Z = 2$ ja $A = 4$), mida nimetatakse α -osakesteks ja kiirguse komponenti ennast α -kiirguseks. α -kiired ioniseerivad tugevasti õhku. Näit. raadiumi lagunemisel vabanev α -osake läbib õhus 3,7 cm pikkuse tee tekitab 137 000 paari ioone. α -osakeste liikumise algkiirus ulatub ~ 100 km/s.

Teise osa kiirgusest moodustavad osakesed, mis α -osakeste suhtes kalduvad kõrvale vastupidises suunas. Nendeks osakesteks on elektronid ja kiirgust nimetatakse vastavalt β -kiirguseks. Aineid, mis radioaktiivsel lagunemisel kiirgavad välja elektrone nim. β -radioaktiivseteks. β -kiired võivad läbida mitmekümne sentimeetri paksust õhukihti. Nende liikumise kiirus on lähedane valguse kiirusele. Ioniseerimisvõime on ligi 100 korda väiksem kui α -kiirtel.

Kolmas kiirguse komponent läbib magnetvälja suunda muutmata. Seda osa nim. γ -kiirguseks. Ta on lühilaineline ($\lambda \sim 1 \div 0,01 \text{ \AA}$) elektromagnetiline lainetus. γ -kiired läbivad mitmekümne meetri paksust õhukihti. Ioniseerimisvõime on 10 000 korda väiksem kui α -kiirtel.

129. Radioaktiivse aine lagunemise konstant. Uurimused on näidanud, et radioaktiivse aine aatomite arv väheneb lagunemise tagajärjel aja jooksul. Olgu radioaktiivse aine aatomite arv vaatluse alghetkel N_0 ja ajavahemiku t möödumisel N ; siis $N = N_0 e^{-\lambda t}$, kus λ iseloomustab radioaktiivse aine lagunemise kiirust ja nimetatakse radioaktiivse aine lagunemise konstandiks.

Loendamatute katsetega on tõestatud, et radioaktiivse aine lagunemise kiirust ei ole võimalik mõjutada ühegi füüsikalise ega keemilise menetluse abil, mis jätavad aatomi tuuma ehituse muutmatuks. Sellest järeldub, et radioaktiivsusega seotud protsessid toimuvad aatomi tuumas.

Radioaktiivse aine lagunemise kiiruse iseloomustamiseks on ülevaatlikum λ asemel kasutada nn. poolestusiga. Radioak-

tiivse aine poolestusea (T) all me mõistame ajavahemikku, mille vältel pooled vaadeldava aine aatomeist lagunevad. S. t. $\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda T}$; $\ln \frac{1}{2} = -\lambda T$; $-\ln 2 = -\lambda T$; $T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$.

Radioaktiivsete ainete poolestused on mõnest miljardist aastast mõne kümne miljondiku sekundini. Tuntuima radioaktiivse aine Ra poolestusiga on 1950. a. U — poolestusiga on $4,56 \cdot 10^9$ a. ThC' poolestusiga $3 \cdot 10^{-7}$ s.

130. Radioaktiivsete ainete read. Looduslikult radioaktiivsed elemendid moodustavad neli radioaktiivsete elementide rida. Rea üksteisele järgnevad liikmed saame eelnevaist kas α - või β -lagunemise teel. α -lagunemise korral tuuma laeng väheneb kahe ja massiarv nelja ühiku võrra; selle tulemusena saame uue elemendi, mis asub Mendelejevi perioodisüsteemis kahe koha võrra eespool lähteelementi. β -lagunemise tagajärjel eraldub tuumast elektron (vt. § 134), mis on ekvivalentne tuuma laengu suurenemisega ühiku võrra ja uus element asub ühe koha võrra taga pool lähteelementi. β -lagunemisel tuuma massiarv ei muutu, kuna eralduva elektroni mass on väga väikene, võrreldes ülejäänud tuuma massiga.

Radioaktiivsete ainete read on järgmised: uraani, tooriumi, aktiiniumi ja neptuuniumi rida.

Uraani reas on lähteaineks U^{238} (elemendi keemilise sümboli kõrval paremal ülal märgime massiarvu, vasakul all tuuma laengu). Pärast ühte α - ja kahte β -lagunemist U^{238} muundub U^{234} -ks,* mille poolestusperiood on $2,7 \cdot 10^5$ aastat. U^{234} omakorda pärast kahte α -lagunemist muundub Ra^{226} . Uraani rea lagunemise lõpptulemusena tekib seatina (Pb^{206}).

Tooriumi rida algab $_{92}Th^{232}$ ja lõpeb seatina isotoobiga (Pb^{208}).

Aktiiniumi rida arvati algavat $_{89}Ac^{227}$, kuid hilisemad uurimused näitasid, et tegelikult rida algab U^{235} -ga. Rea lõpp-produktiks on seatina (Pb^{207}).

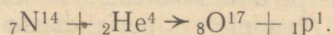
Neptuunikumi rida algab õieti juba $_{94}Pu^{241}$ -ga, et aga $_{93}Np^{237}$ poolestusperiood on kõige pikem ($2,25 \cdot 10^6$ a.), siis nimetatakse rida neptuuniumi reaks. Rea viimaseks liikmeks on seatina (Pb^{209}).

131. Maa geoloogilise vanuse määramine. Maa geoloogilise vanuse kindlakstegemise aluseks on uraani ja seatina sisaldu-

* Nagu selnevast selgub võib ühe ja sama elemendi ($Z = \text{konst.}$) koosseisu kuuluda mitu erineva massiarvuga aatomite rühma. Üksteisest erinevate massiarvudega aatomite rühmi nimetame antud elemendi isotoopideks. Erinevad massiarvud on tingitud tuuma koosseisu kuuluvate neutronite arvude erinevustest. Kõik meile tuntud keemilised elemendid koosnevad isotoopide segust.

vuse vahekord uraani maagis. Teades seatina ja uraani hulkasid uraani maagis ja arvestades, et seatina on tekkinud ainult uraani aatomite radioaktiivse lagunemise tulemusena, võime radioaktiivse aine lagunemise seaduse põhjal välja arvutada aja, mil maak tekkis. Arvutused näitavad, et maakoore vanuseks on ligikaudu 4 miljardit aastat.

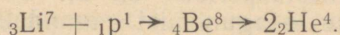
132. Tuumade lõhestamine ja elementide muundamine. Esmesena õnnestus Rutherfordil (1919. a.) ühte elementi muuta teiseks. Rutherford pommitas α -osakestega lämmastiku aatomeid. α -osakesed tungisid lämmastiku aatomite tuumadesse, mille tagajärjel need muundusid hapniku aatomi tuumadeks. Reaktsiooni tulemusena vabanes iga muundumise akti korral veel üks prooton. Toimunud tuumareaktsiooni võime üles kirjutada sümboliliselt järgmiselt:



Reaktsiooni sellist käiku kinnitavad spektraalanalüüsi andmed. Lähteained on teada ning lõppsaaduse spektraalanalüüs näitab hapnikule ja vesinikule iseloomulike spektrijoonte olemasolu. Viimased aga võisid tekkida ainult tuumareaktsiooni tulemusena.

Olgu märgitud, et tuumareaktsioonist osavõtvate lähteelementide tuumalaengute ja massiarvude summa peab olema võrdne reaktsiooni tulemusena saadud uute elementide tuumalaengute ja massiarvude summaga.

Näitena toome veel Li pommitamisel prootonitega tekkiva tuumareaktsiooni. Selle reaktsiooni tagajärjel tekib heelium.



Tuntud tuumareaktsioonide arv ületab kaugelt tuhat ja suureneb iga päevaga.

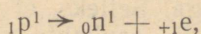
133. Positron. Positroni olemasolu ennustas teoreetiliste tööde tulemuste põhjal Dirac (l. dirak). Positroni avastas eksperimentaalselt Anderson (l. änderson) 1932. a. Wilsoni kambris tehtud fotol. Positroni mass on praktiliselt võrdne elektroni massiga. Tema laeng on $+e$ (s. o. $+4,8 \cdot 10^{-10}$ LÜ).

134. Elementaarosakeste vastastikune muundumine. Elementaarosakeste hulka kuuluvad siiani käsitelduist footonid, elektronid, positronid, prootonid ja neutronid. Üldine teadaolev elementaarosakeste arv on märksa suurem (üle 30!). Niisugune suur elementaarosakeste arv tekitab põhjendatud kahtlusi nende «elementaarsuses». Võib arvata, et lähemas tulevikus toimuvad suured avastused elementaarosakeste struktuuri alal.

Eksperimentaalsed uurimused näitavad, et elementaarosakesed võivad muunduda üksteiseks. Toome näitena järgmised reaktsioonid.

1) Neutron võib elektroni väljastamise teel muunduda prootoniks. Sellise reaktsiooniga on seletatav β -radioaktiivsus, s. o. elektronide väljakiirgamine tuumast, kuigi elektron tuuma koosseisu ei kuulu. Sümbolsest võime reaktsiooni üles kirjutada järgmiselt: ${}_0n^1 \rightarrow {}_1p^1 + {}_{-1}e$, kus ${}_{-1}e$ tähendab elektroni, n — neutronit ja p — prootonit.

2) Protoni võib muunduda neutroniks, kusjuures vabaneb positron. Protsess esineb kunstlikult radioaktiivsete ainete aatomituumades (vt. § 135)



kus ${}_{+1}e$ tähendab positroni.

3) Positroni ja elektroni ühinemisel tekib γ -kvant (foton). On võimalik ka pöördreaktsioon, s. o. γ -kvandist, kui ta energia on vaid suurem teatavast minimaalsest väärtusest, tekib positron — elektron paar ${}_{+1}e + {}_{-1}e \rightleftharpoons h\nu$.

135. Kunstlik radioaktiivsus. Kunstliku radioaktiivsuse avastasid prantsuse füüsikud Irene Curie (M. Curie tütar) ja tema abikaasa Frederick Joliot (l. žolio) 1934. a. Nad pommitasid α -osakestega boori, alumiiniumi ja magneesiumi isotoope. Pärast pommitamist paigutati preparaadid Wilsoni kambrisse, mis asetses tugevas magnetväljas. Wilsoni kambris tehtud fotod tõestasid, et saadud preparaadid on radioaktiivsed, kusjuures radioaktiivsel lagunemisel kiiratakse välja positrone. Niisuguseid aineid nimetame kunstlikult radioaktiivseteks. Toome näitena ühe reaktsiooni: ${}_{13}\text{Al}^{27} + {}_2\text{He}^4 \rightarrow {}_{15}\text{P}^{30} + {}_0n^1$. Al isotoobi pommitamisel α -osakestega tekib radioaktiivne fosfori isotoop ${}_{15}\text{P}^{31}$, mis laguneb, kiirates välja neutrone ja muundudes ise fosfori isotoobiks ${}_{15}\text{P}^{30}$. Kirjeldatud protsess toimub praktiliselt silmapilkselt. Fosfor ${}_{15}\text{P}^{30}$ on radioaktiivne ja laguneb järgmise skeemi kohaselt: ${}_{15}\text{P}^{30} \rightarrow {}_{14}\text{Si}^{30} + {}_{+1}e$.

${}_{15}\text{P}^{30}$ poolestusiga osutus võrdseks 2,5 minutiga.

Saadud radioaktiivsete elementide eraldamiseks mitteradioaktiivseist hakati esimesi nimetama radiofosforiks, radiolämmastikuks (tekib ${}_5\text{B}^{10}$ pommitamisel α -osakestega) ja radiosiliitsiumiks (tekib ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ pommitamisel α -osakestega). Radiolämmastik ja radiosiliitsium kiirgavad mõlemad lagunemisel positrone.

Peale α -osakeste võime kunstliku radioaktiivsuse tekitamiseks kasutada ka teisi osakesi nagu prootone (p), deuterone (d), neutrone (n), γ -kvante jne. Erinevate osakeste poolt tekitatud reaktsioonide lühikeseks ülesmärkimiseks kasutatakse järgmist viisi: reaktsiooni põhjustavat osakest ja reaktsiooni tulemusena vabanevat osakest tähistavad sümbolid paigutatakse sulgudesse näit. (p , α). See tähendab, et mõne elemendi pommitamisel prootonitega toimub tuumareaktsioon, kus vabaneb α -osakene. Näit. ${}_3\text{Li}^7 + {}_1p^1 \rightarrow {}_4\text{Be}^8 \rightarrow 2\alpha$.

Kasutades kirjeldatud võtet võime kokkuvõtlikult üles mär-

kida näit. järgmised reaktsioonid: (a, n) ; (p, a) ; (d, p) ; (d, n) ; (d, a) ; (n, a) ; (n, p) ; (n, γ) ; (γ, n) ; (γ, p) jt.

Praegu on tuntud sadu tuumareaktsioone kunstlikult radioaktiivsete isotoopide loomiseks.

136. Märgitud aatomite meetod. Kaasaegsed uurimused on näidanud, et meil on võimalik muuta peaaegu kõiki elemente radioaktiivseteks. Keemilistest reaktsioonidest võtavad antud aine radioaktiivse isotoobi aatomid osa ühesuguselt mitteradioaktiivse isotoobi aatomitega. Selleks, et määrata mõne protsessi korral teatava aine aatomite asukohta või nende liikumist, lisatakse reaktsioonist osavõtvatele ainetele meid huvitava aine radioaktiivset isotoopi. Teatav arv radioaktiivse aine aatomeist laguneb igal hetkel signaliseerides kiirguse kaudu oma asukohast, määraes seega ära ka ülejäänud (mitteradioaktiivsete) aatomite asukohta. Tähendab, märgitud aatom on tegelikult radioaktiivse aine aatom. Märgitud aatomeid kasutatakse väga ulatuslikult teaduses, tehnikas, tööstuses, põllumajanduses jne.

Füüsikud jälgivad näit. märgitud aatomite abil difusiooni tahketes ainetes. Arstid kasutavad märgitud aatomeid kasvaja asukohta määramiseks peaaegu piirkonnas. Mitmete ainete radioaktiivseid isotoope kasutatakse kasvajate jt. haiguste ravimiseks.

Tehnikas võime märgitud aatomite abil määrata näit. autokolvi või kiirlõiketera kulumise kiirust; suletud paagis oleva vedeliku nivoo kõrgust; kõrgahjude tulekindlate vooderdiste paksumust jne.

Tööstuses võime märgitud aatomeid kasutada tootmisprotsesside automatiseerimisel, näit. valtsimismasinast saadava teraselehe paksumuse kontrollimiseks ja reguleerimiseks.

Põllumajanduses võimaldavad märgitud aatomid kontrollida taimede poolt väetiste omastamise protsessi mullast ja selgitada fotosünteesi protsessi olemust.

137. Kosmilised kiired. Kosmilised kiired avastati 1901. a., mil esmakordselt märgati, et hermeetiliselt suletud anumates gaas on alati nõrgalt ioniseeritud. Algul arvati, et ionisatsiooni põhjustab maapinnas leiduvate radioaktiivsete ainete γ -kiirgus. Selle hüpoteesi kontrollimiseks Gockel, hiljem Hess jt. mõõtsid ionisatsiooni õhupallidel, tõustes ~ 15 km kõrguseni. Oodatud ionisatsiooni vähenemise asemel see hoopis suurenes. Näit. 5 km kõrgusel oli ionisatsioon 3 korda suurem kui maapinnal. Järelikult peab ioniseeriva kiirguse allikas asuma meie Maa piiridest väljaspool, s. o. kosmoses, millest pärinebki ka nimetus — kosmiline kiirgus.

Hilisemad uurimused näitasid, et kosmilise kiirguse intensiivsus on ühesugune nii öösel kui päeval; nii suvel kui talvel. Kosmiliste kiirte intensiivsus on ühesugune kõigi taevaskääri punktide jaoks, s. t. me ei saa osutada taevaskõrge objektile, mis võiks olla kosmiliste kiirte allikaks. Kiirguse intensiivsus

sõltub kõrgusest merepinnast. Kiirguse intensiivsus on maksimaalne ~ 20 km kõrgusel, siis hakkab vähenema ja saavutab konstantse suuruse ~ 55 km kõrgusel ($0,12$ osakest 1 cm^2 -le, ühes sekundis ühe sterradiaani kohta). Kirjeldatud intensiivsuse käigu põhjustab nn. sekundaarne kosmiline kiirgus, mis tekib primaarsete, s. o. vahetult maailmaruumist saavutavate laetud osakeste põrkumisel õhu molekulidega. Primaarkiirguse koosseisu kuuluvate osakeste kineetiline energia on väga suur 10^9 — 10^{11} eV. Tabades õhu molekule, lõhestavad nad kergesti tuumi, põhjustades tuumareaktsiooni tulemusena uute, sekundaarsete osakeste tekkimise. Kõrguse suurenemisel õhu tihedus väheneb, mis tingib ka sekundaarse kiirguskomponendi vähendamise ning alates ~ 55 km esineb ainult primaarne kiirgus. Primaarse kiirguse koosseis pole tänaseni täiesti selge ja lõplikult saab seda arvatavasti lahendada Maa kunstlikult kaaslaselt teostatavate vaatluste abil. Kuid juba senini on avastatud primaarkiirguse koosseisus laetud osakesi massiarvuga kuni 26.

Kosmilise kiirguse neeldumise mõõtmistest järeldub, et osa kiirguse intensiivsusest väheneb 10 cm pakuse seatina kihi läbimisel 30% võrra. Ülejäänud kiirguse intensiivsus väheneb 1 m pakuse seatina kihi läbimisel vaid poole võrra. Tugevasti neelduvat kiirguse osa nim. pehmeks kiirguseks ja ta koosneb positronidest, elektronidest ning γ -kvantidest. Teist komponenti nim. kalkiks kiirguseks. Mere pinnal moodustab kalk kiirgus $\frac{2}{3}$ kogu kiirguse intensiivsusest.

138. Mesonid. Wilsoni kambri abil teostatud uurimuste tulemusena selgus, et kosmiliste kiirte kalk komponent sisaldab positiivselt ja negatiivselt laetud osakesi, millede massid on ~ 200 korda suuremad elektroni massist. Uusi osakesi hakati nimetama μ (l. müü) mesoneiks. Mesonite laeng on $\pm e$. Seega võib esineda nii positiivselt kui ka negatiivselt laetud μ -mesoneid. Tähistatakse $\mu^\pm$. Peale $\mu^\pm$ -mesonite avastati veel $\pi^\pm$ (l. pii) mesonid, millede mass on 276 korda elektroni massist suurem, laeng aga võrdne $\pm e$. On olemas ka neutraalne π meson.

Wilsoni kambris tehtud uurimused, samuti ka fotoemulsiooni meetod, võimaldasid avastada huvitava reaktsiooni: π -mesoni muundumise μ -mesoniks ja viimase muundumise elektroniks. Reaktsioon kulgeb järgmiselt

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu.$$

ν tähendab uut osakest nn. neutriinot, mille paigaloleku mass on tunduvalt väiksem elektroni massist ja mis ei oma laengut.

Tuleb märkida, et kõik siin nimetatud uued osakesed kuuluvad elementaarosakeste hulka.

Suured teened kosmiliste kiirte uurimisel on nõukogude füüsikuil Skobeltsõnil, Vernovil ja Alihanovil.

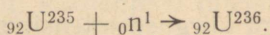
Skobeltsõn oli esimene, kellel õnnestus fotografeerida kosmiliste osakeste teed Wilsoni kambris. Ta avastas ka nn. laviini nähtuse.

Vernovi poolt on ulatuslikult uuritud kosmiliste kiirte kõrvalekaldumist Maa magnetväljas nn. laius ja ida-lääne efekti.

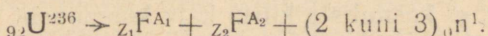
Alihanov koos oma kaastöölistega on teostanud uurimusi kosmiliste osakeste masside määramiseks, konstrueerides selleks vastava aparatuuri.

139. Uraani tuumade meelevaldne jagunemine. Uraani tuumade meelevaldse jagunemise avastasid eksperimentaalselt nõukogude füüsikud Petržak ja Fljorov 1940. a. Nad hindasid U^{238} poolestusea meelevaldse jagunemise korral 10^{16} — 10^{17} aastale, kuna α -lagunemisel on poolestusiga 10^9 aastat.

140. Uraani tuumade lõhestamine neutronitega. Ahelreaktsioon. Looduses esineb uraan peamiselt kahe isotoobina U^{238} (99,28%) ja U^{235} (0,71%) kuna kolmanda isotoobi U^{234} hulk on väga väikene. 1939. a. Saksa füüsikud Hahn ja Strassmann avastasid U tuumade lõhenemise aeglase (kineetiline energia $\sim 0,025$ eV) neutronitega «pommitamise» tagajärjel. Hiljem selgus, et lõhenevad isotoobi U^{235} tuumad. (Isotoobi U^{238} lõhestamiseks tuleb kasutada suure energiaga neutrone — energia ~ 1 MeV = 10^6 eV). U^{235} tuumade lõhenemine kulgeb kahes etapis



Uus uraani isotoop lõheneb



Sümboolitega ${}_{Z_1}FA_1$ ja ${}_{Z_2}FA_2$ on tähistatud lõhenemise produktid nn. tuuma killud, mis tõeliselt on Mendeljevi perioodsuse süsteemi keskossa kuuluvate elementide tuumad ($A = 70$ kuni 160). Tuumad kildude hulgas on avastatud suur hulk mitmesuguste elementide isotoope. Suur isotoopide hulk on tingitud: 1) tuuma juhuslikust lõhenemisest, mis tekitab erinevaid lõpp-produkte ja 2) «kildude» radioaktiivsusest, mis põhjustab terve elementide isotoopide rea tekkimise. Ühe tuuma lõhenemisel vabaneb veel mitu γ -kvanti, elektroni ja kaks kolm neutroni. Kõigi vabanevate osakeste kineetiline energia on väga suur (neutronitel näit. ~ 2 MeV) ja moodustab kokku 200 MeV. Energia vabanemine tuuma lõhenemisel on seletatav järgmiselt. U^{235} tuuma mass tervikuna on suurem kui lõhenemisel saadud osakeste massid kokku (mõeldud on siin osakeste paigaloleku masse). Einsteini valemi järgi võime arvutada vabaneva energia hulga: $E = \Delta mc^2$, kus c on valguse kiirus ja Δm — U^{235} tuuma massi ja lõhenemisel tekkinud osakeste masside summa vahe. Kui Δm väljendada grammides ja c cm/s — saame E ergides. Vabanevast energia hulga saame ettekujutuse, kui arvestame, et

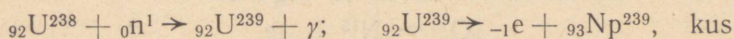
ühes grammis U^{235} sisalduvate tuumade lõhenemisel vabaneva energia arvel võib keema ajada 200 tonni vett.

Iga U^{235} tuuma lõhenemisel tekkinud 2—3 uue neutroni energia väheneb pärast korduvat põrkumist nn. aeglustaja tuumadega sellise määraneni, et nad võivad esile kutsuda uute tuumade lõhenemise. Aeglustajatena kasutatavate ainete aatomid ei tohi «neelata» neutrone ja nende massid peavad olema võimalikult lähedased neutroni massile, sest siis on ühe põrke korral neutroni energia vähenemine kõige suurem (elastne põrge). Sobivaimateks aeglustajateks on osutunud grafiit ja raske vesi (D_2O). Kui aeglustamise käigus 3-st vabanenud neutronist jäi alles näit. 2, siis järgmisel etapil lõheneb juba 2 U^{235} tuuma. Kolmandal etapil lõhenemiste arv võib tõusta neljani jne. Lõhenevate tuumade arv kasvab geomeetrilises progressioonis. Sellist iseennast alalhoidvat tuumade lõhenemise protsessi nim. ahelreaktsiooniks.

Juhitavaid ahelreaktsioone saadakse nn. aatomkateldes või reaktorites. Reaktorid koosnevad U^{235} sisaldavatest varbadest, mis on üksteisest eraldatud aeglustajaga. Reaktoris peab olema jahutussüsteem, mis kõrvaldab tuumade lõhenemise tulemusena tekkiva soojuse. Ahelreaktsiooni kiiruse reguleerimiseks kasutatakse neutrone hästi neelavaid aineid, nagu näit. kaadmiumi, boori jne. Neid aineid sisaldavad reguleerimisvarvad (3—4) paigutatakse reaktoris uraani varbade sekka. Lastes neid sügavamale reaktori sisemusse, suurendame nende poolt neelatavate neutronite arvu ja ahelreaktsioon aeglustub, tõstes välja — vähendame neelatavate neutronite arvu ja ahelreaktsioon kiireneb. Reaktor ümbritsetakse nn. bioloogilise kaitsega, mille moodustab mitme meetri paksune betoonikiht. Bioloogilise kaitse kasutamise põhjuseks on reaktoris tuumade lõhenemisel tekkiv intensiivne γ -kiirgus, mis elavatele organismidele mõjub kahjustavalt.

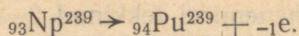
Reaktorites vabanevat soojust võib kasutada auru tekitamiseks, ja selle abil panna tööle auruturbiinid, mis on ühendatud elektrigeneraatoritega. Nii võime tuumasise energia vabanemise arvel saada elektrienergiat. Esimene selline aatomielektrijaam ehitati Nõukogude Liidus ja lasti käiku 1954. a.

141. Transuraanid. Transuraanideks nimetatakse elemente, mis Mendelejevi perioodsuse süsteemis asuvad tagapool uraani, s. o. millede jaoks $Z > 92$. Uraani isotoobi U^{238} pommitamisel aeglaste neutronitega tekib uus uraani isotoop U^{239} , mis on β -radioaktiivne. Reaktsioon kulgeb järgmiselt:



γ — energiakvant. Reaktsiooni tulemusena tekkis uus aine, mida nimet. neptuuniumiks. Neptuunium on radioaktiivne ja annab

lagunedes uue elemendi plutooniumi (Pu), mis asub Mendelejevi perioodsuse süsteemis 94 kohal.

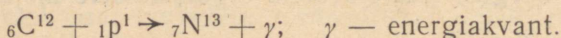


Reaktorite abil on saadud suurel hulgal neptuuniumi ja eriti plutooniumi. Pu võib leida kasutamist reaktorites «kütusena», kuigi ta on märksa plahvatusohtlikum U^{235} -st.

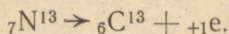
Teisi transuraanelemente on saadud väga vähesel hulgal ja nad on kõik radioaktiivsed. Toome nende elementide järjekorranumbrid ja nimetused:

95 element on ameriitsium	(Am)
96 element on küürium	(Cm)
97 element on berklium	(Bk)
98 element on kalifornium	(Cf)
99 element on einsteinium	(Es)
100 element on fermium	(Fm)
101 element on mendelejevium	(Mv)
102 element on nobelium	(No). Ta avastati juulis 1957. a.

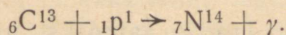
142. Päikese ja tähtede energia. Arvutused näitavad, et Päike peaks olema juba ammu jahtunud, kui ei toimuks protsess, mis taastavad kiirgusest tingitud energia vähenemise. Vajalikul hulgal võib Päikesel ja tähtedel energia tekkida vaid tuumareaktsioonide tagajärjel. Spektraalanalüüsi andmetel on Päikesel peamisteks elementideks vesinik, heelium, süsinik ja lämmastik. Vesinik moodustab umbes 50% kogu Päikese massist. Teadlaste arvates Päike saab oma energia vesiniku muundumisest heeliumiks. Protsess võib toimuda järgmise skeemi kohaselt. Süsiniku isotoobi ${}_{6}\text{C}^{12}$ tuumaga ühineb prooton, mille tulemusena tekib radioaktiivne lämmastik



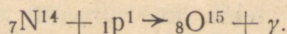
Radioaktiivse lämmastiku aatom laguneb



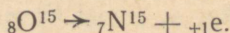
Tekkinud süsiniku aatom ühineb uuesti prootoniga, andes lämmastiku uue isotoobi



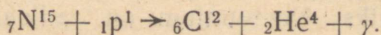
Lämmastiku aatomiga ühineb veel üks prooton, muutes lämmastiku hapnikuks



Hapniku aatom on radioaktiivne ja laguneb



Tekkinud lämmastiku aatom reageerib veel kord prootoniga



Reaktsiooni lõpptulemusena jäi C^{12} alles, kuna 4 prootonit ühinesid heeliumi tuumaks. He tuuma mass on 0,03 aatommassiühiku võrra väiksem 4 prootoni massist. Vabaneva energia hulga võime arvutada Einsteini valemi alusel.

Arvutus näitab, et iga tsükli jooksul vabanenud energia hulk on 30 MeV.

Kirjeldatud protsess kulgeb Päikese ja tähtede sisemuses valitsevates tingimustes (väga kõrge temperatuur ja rõhk) iseseisvalt ja osutub nendele energia allikaks.

143. Aatomienergia kasutamine tööstuses ja põllumajanduses. Aatomienergia on otseselt kasutatav mitmesuguste elementide radioaktiivsete isotoopide näol nii tööstuses kui ka põllumajanduses (vt. § 136). Uraani aatomituumade lõhenemisel vabanevat energiat kasutatakse aatomielektrejaamades elektrienergia saamiseks kõigi rahvamajandusharude jaoks.

SISUKORD.

IV. ELEKTER.

1. Elektrostaatika.

1. Vaadete areng elektri olemusele	3
2. Elektrivälja. Elektrivälja tugevus ja induksioon	4
3. Elektrivälja tungjooned	5
4. Ostrogradski-Gaussi teoreem	5
5. Elektrivälja potentsiaal ja pinge	7
6. Punktlangu elektrivälja potentsiaal	9
7. Väljatugevuse seos potentsiaali gradiendiga	10
8. Elektriidipool	10
9. Dielektriku polarisatsioon	11
10. Elektrimahtuvus	12
11. Kondensaator	14
12. Kondensaatori mahtuvuse valem	15
13. Laetud konduktori energia	16

2. Elektrodünaamika.

14. Metallide elektroonse juhtivuse mehhanism	17
15. Alalisvool	17
16. Alalisvoolu töö ja võimsus. Voolusoojus	18
17. Kirchhoff'i seadused	19
18. Kontaktpinge	22
19. Termopinge	22
20. Termoelemendid ja nende rakendusi	24

3. Magnetism.

21. Elektrivoolu magnetilised omadused	25
22. Magnetiline diipool	26
23. Magnetmoment	27
24. Elementaarosakeste magnetmoment	27
25. Fiktiivsed magnetlaengud ja Coulombi seadus	27
26. Magnetvälja tugevus	28
27. Biot-Savart'i seadus	28
28. Väljatugevus ringvoolu tsentris ja sirgjuhtme ümber	29
29. CGSM-ühikute süsteem	30
30. Magnetitugevuse töö. Magnetomotoorne jõud	30
31. Magnetvälja tugevus solenoidis	31
32. Magnetiline induksioon ja läbitavus	32
33. Para-, dia- ja ferromagnetism	32
34. Magnetiline separaator	33
35. Magnetvälja mõju voolule. Ponderomotoorne elektrodünaamiline tung. Ampere'i seadus	33

4. Elektromagnetiline induksioon.

36. Elektrodünaamilise tungi töö	34
37. Elektromagnetilise induksiooni seaduse tuletamine energia jäävuse seadusest. Faraday seadus	35
38. Lenzi reegel	36
39. Vastastikune ja omainduksioon	36

5. Siinuseline vahelduvvool.

40. Juhtmekeeru pöörlemine ühtlases magnetväljas	38
41. Induktiivsuse ja mahtuvuse mõju voolu faasile	39
42. Induktiivne, mahtuvuslik ja kogutakistus	40
43. Ohmi seadus vahelduvvoolule	41
44. Vahelduvvoolu efektiivväärtused	42
45. Vahelduvvoolu töö ja võimsus	42
46. Resonants vahelduvvoolu ahelas. Thomsoni valem	43
47. Kolmefaasilise voolu mõiste. Dolivo-Dobrovolski töö	44
48. Elektrolüüs	45
49. Faraday seadused	47
50. Elektroni laengu määramine elektrolüüsist	47
51. Gaaside ioniseerimine. Vahendamata ja vahendatud juhtivus	47
52. Elektrinähtused atmosfääris	49
53. Elektrivool hõrendatud gaasides	50
54. Termoemissioon	50
55. Elektrontoru (-lamp)	51
56. Laetud osakeste liikumine elektri- ja magnetväljades	52
57. Elektroni erilaengu ($\frac{e}{m}$) määramine. Elektroni mass	53
58. Elektronmikroskoop	54
59. Katood-ostsillograaf	55
60. Mass-spektrograaf	56

V. LAINELISED LIIKUMISED.

61. Lained	57
62. Lainevõrrand	58
63. Lainete interferents	58
64. Seisvad lained	59
65. Huygensi printsiip	60
66. Lainete peegeldumine	61
67. Lainete murdumine	62

Elektromagnetilised lained.

68. Kinnine võnkering	63
69. Avatud võnkering	64
70. Elektromagnetiliste lainete kiirgumine	65
71. Hertzi katsed	66
72. Popov raadio leiutajana	67
73. Raadio tänapäeval	68

VI. OPTIKA.

1. Valguse teooria.

74. Newtoni valguse korpuskulaarse teooria mõiste	68
75. Huygensi lainetusteooria	68
76. Maxwelli valguse elektromagnetiline teooria	68
77. Elektromagnetiliste lainete skaala	69
78. Kvartslamp	70

79. Ultraviolettkiirte praktiline kasutamine	70
80. Hõõgkatoodiga röntgentoru	71
81. Röntgenkiirte praktiline kasutamine	72

2. Valguse interferents.

82. Interferentsnähtused lainete liitumisel	72
83. Koherentsed lained ja nende tekitamise meetodid	72
84. Ohukeste kelmete värvus	73
85. Valgusjõustatud optika	74

3. Valguse difraktsioon.

86. Paralleelsete kiirte difraktsioon ühe ja kahe pilu puhul	75
87. Difraktsioonivõre ja valguse lainepikkuse määramine	77
88. Röntgenkiirte difraktsioon kristallidelt	77
89. Vulf-Bragg'ide valem	77
90. Röntgenstruktuuranalüüsi mõiste	78

4. Valguse polarisatsioon.

91. Valgus on ristlainetus	78
--------------------------------------	----

5. Optilised nähtused mikroskoobis 78

6. Molekulaaroptika elemendid.

92. Valguse dispersioon	78
93. Spektroskoop	79
94. Spektraalanalüüs	80
95. Valguse absorptsioon	80
96. Kolorimeetria	81

7. Kehade soojuskiirgus ja valguse kvantide teooria.

97. Soojuskiirgus	82
98. Absoluutselt must keha	82
99. Kirchhoff'i seadus	82
100. Stefan'i-Boltzmanni seadus	83
101. Wien'i nihkeseadus	84
102. Planck'i valem. Energia kvant	84
103. Fotoefekt	85
104. Einsteini võrrand fotoefekti kohta	85
105. Fotoefekti rakendusi	85
106. Valguse rõhk	86
107. Lebedevi katse	86
108. Valguse fluktuatsioonid. Vavilovi katsed	87
109. Footoni ja elektroni korpuskulaarsete ja laineliste omaduste vaheline seos	87

8. Luminestsents.

110. Katood- ja fotoluminestsents	88
111. Stokes'i reegel	88
112. Luminestsentsnähtuste kasutamine	89
113. Luminestsentsanalüüs	89

VII. AATOMFUÜSIKA.

1. Aatomi ehitus.

115. Planetaarne aatomi mudel	90
116. Bohri kvantide teooria	90

117. Balmeri valem vesiniku aatomi kohta	92
118. Seaduspärasused vesiniku ja teiste elementide spektreis	92

2. Kiirendus- ja registreerimisseadmed ja vaatlusmeetodid kaasaja tuumafüüsikas.

119. Tsüklotron	94
120. Ionisatsioonikamber	94
121. Elementaarosakeste loendaja	95
122. Wilsoni kambri	95
123. Stsintillatsiooni meetod	96
124. Fotoemulsiooni meetod	96

3. Aatomi tuum.

125. Neutron	97
126. Aatomi tuuma ehitus	97
127. Looduslik radioaktiivsus. Curie tööd	97
128. α - ja β -radioaktiivsus, γ -kiired	98
129. Radioaktiivse aine lagunemise konstant	98
130. Radioaktiivsete ainete read	99
131. Maa geoloogilise vanuse määramine	99
132. Tuumade lõhestamine ja elementide muundamine	100
133. Positron	100
134. Elementaarosakeste vastastikune muundumine	100
135. Kunstlik radioaktiivsus	101
136. Märgitud aatomite meetod	102
137. Kosmilised kiired	102
138. Mesonid	103
139. Uraani tuumade meelevaldne jagunemine	104
140. Uraani tuumade lõhestamine neutronitega. Ahelreaktsioon	104
141. Transuraanid	105
142. Päikese ja tähtede energia	106
143. Aatomienergia kasutamine tööstuses ja põllumajanduses	107

КОНСПЕКТЫ ПО ФИЗИКЕ
на основе программы высших сельскохозяйственных
учебных заведений 1957 г

II часть

Эстонская сельскохозяйственная академия

Vastutav toimetaja A. Haav

Ladumisele antud 25. IX 1958. Trükkimisele antud 15. XII
1958. Trükipoognaid 7. Paber 60×92, 1/16. Trükiarv 1000.

MB-09432. Hans Heidemanni nim. trükikoda, Tartu,
Vallikraavi 4. Tellimise nr. 3173.

Tasuta

Tasuta