

473 486

Auhlnnatōō

Koern, Willem

Töö esitatud 31. X 1926a.

H. J.

Tähtsuse arvustusele 24-11-26.

Auhinnatöö

473486

"Tundke kodumaa saadusi"

EESTI PÕLEVKIVI NEUTRAAL-  
OLIDE DIELEKTRI JÄÄVAD.

A. B.

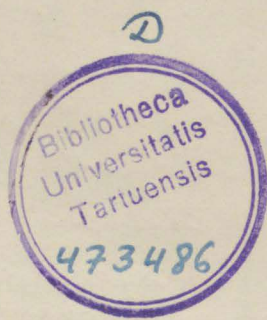
4798.

käsolev töö on esimene  
auhinna väärilise  
saavutuse

autor: stud. phys.  
Willea Koorn.

õige: Frankerby  
Tartu ülikooli Sekretär  
1. X. 11. 26

Tartus, 1926.



Igat isolantorit, ehit õigen - igat ainet, asst  
pole ju 4. Mitmesuguste ainete dielektriliste omaduste  
tundmine omab järjest suurema tähtsuse niihästi teoree-  
tilisel alal, kui ka puht praktiliste küsimuste lahenda-  
misel. Iseäranis mineraalõlide juures on praktiline  
kõlg väga tähtis, sest viimastel aastatel väga kiiresti  
arenenud suursagedus voolude tehnika nõuab seal tarvi-  
tusele tulevate isoleerainete, millede seas tähtsal ko-  
hal just mineraalõlid, täielist tundmist elektriliste  
omaduste poolest. Isegi alad, millistel pääliskaudsel  
vaatlemisel mingit sidet ei peaks olema elektriliste  
omadustega, nagu näit. mitmesuguste õlide ja rasvade  
tarvituskõlbulikkudeks ümbertöötamine tehnikas nõuab  
seda. Põhjeneb ju orgaaniliste ühendite hüdreerimine  
elektrilisel teel moleküülide elektrilistel omadustel-  
päämiselt just diipolide olemasolul. Kui veel arvesse  
võtta, et diel. omaduste tundmine aitab selgitada mõn-  
dagi moleküülide ja aatomite ehituses, ning lubab isegi  
aine keemilise koosseisu kohta oletusi teha, siis peaks  
juba (ilma) pikema selgituseta arusaadav olema iga diel. —  
omaduste uurimise püüde reaalne tarvidus ja tähtsus.

ö pro õ

Igat isolaatorit, ehk õigem - igat ainet, sest pole ju absoluutset isolaatorit ega absoluutset juhti, iseloomustab elektriliselt suurus, mida nimetatakse dielektriliseks jäävaks (DK) ja defineeritakse, väljudes Maxwell'i teooriast, kui elektrienergia-tiheduste suhet, mis ühe ja sama elektri väljamõjul valitseks antud dielektrikumis ja tühjuses.

Kaugemõju teooria seletab dielektrilisi nähtusi olettusega, et elektriline kaugemõju E igat dielektrikumi ruumelementi  $dv$  sarnaselt "polariseerib", et see omakorda sarnast kaugemõju avaldab kui elektri dipol, mille moment  $=kEdv$ , ja telg asub sihis  $\xi$ . Side konstandi  $k$  (dielektriseerumisarvu) ja DK vahel on:

$$\epsilon = 1 + 4\pi k$$

kuna sarnase polarisatsiooni juures, sündigu see ükskõik kuidas, ikkagi teatavate masside ruumiliste nihutustega tegemist on, mis mitte momentaanselt sündida ei saa, siis peame oletama, et  $k$  ja seega ka DK omab isesugused väärtused alalise ja kiirelt muutuva elektrivälja korral. Seega peame vahet tegema staatilise DK ja dünaamilise DK vahel.

Maxwell'i teooria annab dünaamilise DK ja murdumisnäitaja vahel ideaalsete dielektrikumite jaoks lihtsa sideme:

$$\epsilon = n^2$$

$$\begin{cases} n^2(1-x^2) = \epsilon \\ n^2x = \sigma T \end{cases}$$

$$\therefore \frac{1-x^2}{x} = \frac{\epsilon}{\sigma T}$$

$$\therefore 1-x^2 = \frac{\epsilon}{\sigma T} x$$

$$\therefore x^2 + \frac{\epsilon}{\sigma T} x - 1 = 0$$

$$\therefore x = -\frac{\epsilon}{2\sigma T} \pm \sqrt{\frac{\epsilon^2}{4\sigma^2 T^2} + 1}$$

$$\frac{\epsilon}{2\sigma T} \sqrt{1 + \left(\frac{2\sigma T}{\epsilon}\right)^2}$$

$$= -\frac{\epsilon}{2\sigma T} (1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2\sigma T}{\epsilon}\right)^2})$$

mõju valitseks antud dielektrikumis ja tühjuses.

Kaugemõju teooria seletab dielektrikumi nähtusi ole-

tusega, et elektriline kaugemõju ei ole dielektrikumi

ruumalalementi, vaid ainult "polariseerib", et see omakor-

de ainult kaugemõju avaldab kui elektrit dipool, mille

moment-kahv, ja teleg saab ainsa  $\epsilon$  . Kõige konstanti k

(dielektriseerimisarv) ja DA vahel on:

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi}{3} N \alpha$$

kuna ainsas polariseeritavas tühjuses, ühildub see k-

kõik kudedas, ikkagi teatavate masside ruumiliste nih-

etusega tekitab on, mis mitte momentaanselt ühildub

ei saa, ains peame oletama, et k ja seega ka DA omad

iseseisvad väärtused alalise ja kiirelt muutuva elektril-

välja korral. Seega peame vahet tegeva staatilise DA

ja dünaamilise DA vahel.

Maxwell'i teooria annab dünaamilise DA ja ruumilise-

näitaja vahel ideaalse dielektrikumi jaoks lihtsa

sideme:

$$\epsilon = n^2$$

kui meil tegemist pole mitte ideaalse dielektrikumiga, vaid on olemas ka juhtivus, siis

$$\epsilon = n^2(1 - \kappa^2)$$

kus absorptsioonkoeffitsientä

$$\kappa = \frac{\frac{2\sigma}{\omega}}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2\sigma}{\omega}\right)^2}}$$

Seejuures on muidugi  $\epsilon$  ja  $n$  võetud mõlemad ühe ja sama  $\nu$  jaoks. Väga sagedad katseliste andmete lahkuminekud nende valemite abil arvutatud väärtustest on seletatavad seega, et ka pikkade lainete puhul samuti, nagu nähtava valguse juureski, ette tuleb anomaalne absorptsioon. Meil peab seega alati teada olema, millise sageduse jaoks on antud DK.

Ülaltähendatud dielektrilise polarisatsiooni loomu kohta maksis 1912 aastani ettekujutus, põhjendatud Helmholtz'i poolt (1870), et elektrivälja mõjul elektroonid, mis molekulites kaugusega tasakaalu kohast proportsionaalse tungiga oma asukohaga seotud on, tasakaalust välja saavad viidud ja seega molekulid elektriliselt polaarseks muutuvad. Sarnase ettekujutusega on küll võimalik äraseletada dispersiooni nähtusi ja Zeemann'i efekti, kuid ei saa enam seletada DK olenevust temperatuurist, mida esimestena märkasid R a t z (1) ja H a s e n ö h r l aastal 1896 ning lähemalt uurisid

---

(1) F. Ratz. Zeitschr. f. phys. Chem. 19, 94, 1896.

Abegg ja Seitz (1) . selle nähtuse seletamiseks täiendas Debye (2) Helmholtz'i vaadet hüpoteesiga, et mõnedes ainetes juba enne elektrivälja mõju valmis elektri diipolid olemas on. Seega võttis Debye uuesti osaliselt tarvitusele juba palju varem Clausiuse (3) poolt avaldatud vaate, et dielektrikum seisab koos polaarsest osakekestest, millised aga korraldamata olekus asuvad ja seega mingit ühesihilist mõju avaldada ei saa. Alles elektrivälja mõjul võtavad osakekesed kindla asendi ja polaarsus pääseb mõjule.

Debyel tuli nüüd Clausius-Mosotti valemi:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{konst.} \quad (1)$$

asemele, miline ainult diipolvabade ainete jaoks maksev on, uus üles seada, milline eneses ka temperatuuri sisaldaks. Kuna Debye arvates dielektrikumis on nii elastiselt seotud elektroonid kui ka konstantse momendiga molekulid - diipolid, siis peab ka elektrivälja E mõjul tekkinud polarisatsioon P koosnema kahest osast: nn. nihkeelektroonide mõjust, mis temperatuurist ei olene, ja diipolide mõjust, mis on vastuproportsionaalne temperat.

(1) F. Abegg u. W. Seitz. Zs.f. phys. Ch. 29, 1899.

(2) P. Debye. Phys. Zs. 13, 1912.

(3) R. Clausius. Mechan. Wärmetheorie, Bd. II, 64, 1879.

Äbge ja seit (1) . Celle nähtuse seletamiseks liidetakse  
Debye (2) näimolite' väärde hüpoteesiga, et sõltuvalt ai-  
naste juures enne elektrivälja mõju väikse elektridipoolid  
olemas on. Seega võtita Debye muutli osatulekult tarvitavale  
juures palja varem Clausiuse (3) poolt avaldatud väite, et  
dielektrikum seisab koos polariseeritud osakevõrre, mille-  
sõõr aga korraldamata oleks asuvad ja seega mingit ära-  
sõõrit mõju avaldada ei saa. Alles elektrivälja mõju  
võtavad enesepool kinnida asendi ja polariseeritud osake mõ-  
ju.

Debyel tõi ära Clausiuse-konst. väärtus:

$$\frac{1}{\epsilon_0} = \frac{4\pi N e^2}{3kT}$$

asemele, millele kindel dipolväärde aluse jaoks maksev  
on, una ära seade, millele osakes ka temperatuuril ei-  
sõltuvalt. Kuna Debye arvates dielektrikum on mitme elase-  
-  
*Oni tekkimise molekulaarsete liikumiste anisotroopia tagajärjel?*  
sõltuvalt. Elektroniid ka konstantne momentide mõ-  
lekkid - dipoolid, mis peab ka elektrivälja mõju  
tekkimise polariseeritud T koosnema kinnist osake. nn.  
niikelektroniid mõjuvat, mis temperatuuril ei olema, ja  
dipoolide mõjuvat, mis on vastupidiselt sellele temperat.

- (1) F. Abegg u. A. Seitz, Zeits. f. Phys. Chem. 29, 1899.
- (2) P. Debye, Phys. Zeits. 13, 1812.
- (3) H. Clausius, Mechan. Wärmetheorie, Bd. II, 64, 1879.

Seega polarisatsiooni avaldus:

$$P = E(\epsilon_0 - 1) + E \frac{a}{T} \dots \dots \dots (2)$$

kus  $a$  on konstant. Siit elektri vektor ~~vektor~~ <sup>vektor</sup>.

$$D = P + E = E\left(\epsilon_0 + \frac{a}{T}\right) \dots \dots \dots (3)$$

ja kuna  $D = \epsilon E$ , siis DK jaoks

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{a}{T} \dots \dots \dots (4)$$

Avaldus (2) polarisatsiooni jaoks on leitud tingimusel, kui ruumala  $T$  muutumisel konstantseks jääb, mis aga tegelikult pea kunagi (väljaarvatud gaasid) ette ei tule. Kui hakkame valemit (4) vaatlusandmetega võrdlema, siis leiame, et see küll gaaside juures enamvähem rahuldavad resultaadid annab, kuid juba vedelikkude juures kõlbmatuks osutub. Põhjuseks on, et oleme arvestanud ainult välise elektriväljaga, tekkinud molekulaar-elektriväljad arvestamata on jäetud. Viimase jaoks leiab L o r e n t z (1) väärtuse:  $\frac{P}{3}$ , nii et nõrkade elektriväljade puhul polarisatsioon on Debye (2) järele

$$P = \left(E + \frac{P}{3}\right)\theta \dots \dots \dots (5)$$

Kus  $\theta$  määrab olenevuse  $T$ -st konstantide  $a$  ja  $b$  abil:

$$\theta = 3b + \frac{3a}{T} \dots \dots \dots (6)$$

(1) H.A. Lorentz, The theory of electrons, 303, 1909.

(2) P. Debye, Handb. der Radiologie, Bd4.597, 1924.

$$\begin{cases}
 D = \epsilon E \\
 = E + P \\
 P = \left( E + \frac{P}{3} \right) \theta \quad \dots \quad P \left( 1 - \frac{\theta}{3} \right) \cdot E \theta \quad \dots \quad P = \frac{\theta}{1 - \frac{\theta}{3}} E
 \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
 \therefore D &= E + \frac{\theta}{1 - \frac{\theta}{3}} E \\
 &= \left( 1 + \frac{\theta}{1 - \frac{\theta}{3}} \right) E
 \end{aligned}$$

$$\begin{cases}
 \epsilon - 1 = \frac{\theta}{1 - \frac{\theta}{3}} \\
 \epsilon + 2 = 3 + \frac{\theta}{1 - \frac{\theta}{3}}
 \end{cases}$$

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \tau = \frac{\theta}{1 - \frac{\theta}{3}} \cdot \frac{1 - \frac{\theta}{3}}{3} \cdot \tau$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{\theta}{3} \cdot \tau \\
 &= \left( b + \frac{a}{\tau} \right) \cdot \tau \\
 &= a + b\tau
 \end{aligned}$$

$$P = \left( b + \frac{a}{\tau} \right) E \quad \dots \quad (2)$$

Kas e määrab olenevuse T-et konstantide a ja b abil:

$$\epsilon = 3b + \frac{3a}{\tau} \quad \dots \quad (3)$$

(1) H.A. Lorentz, The theory of electrons, 303, 1909.  
 (2) P. Debye, Handb. der Radiologie, 244, 1924.

Lõpuks avalduse:  $D = E \cdot P = \epsilon E$  abil leiame:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot T = a + bT \quad (7)$$

Siit on oma mõju väiksuse tõttu valem lihtsustamiseks otstarbel väljajäetud tiheduse muutumise mõju.

Konstandi  $a$  jaoks annab Debye (l.c.) avalduse:

$$a = \frac{Nm^2}{9k} \quad \dots \dots \dots (8)$$

oletusel, et kõik moleküülid omavad võrdsed ning jäävad el.-momendid  $m$ .  $N$  on moleküülide arv ühes  $\text{cm}^3$  ja  $k$  - Planck'i entroopia jääv ( $1,346 \cdot 10^{-16}$  ergi). Glemmines elektrostaatilistele ühikutele, saame siit diipolmomendi jaoks valemi:

$$m = \frac{3}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{ka}{N}} \quad \dots \dots \dots (9)$$

Kuna konstanti  $a$  valemi (7) põhjal võimalik katseandmetest leida oli, siis arvutas Debye rea orgaaniliste vedelikkude jaoks momendi  $m$ , kusjuures ilmsiks tuli, et see moment kõigil ainetel pea ühe ja sama väärtuse omab, nimelt

$$m = 5,4 \cdot 10^{-19}$$

Huvitav on äramärkida, et juba mitmed aastad varem Reinganum (I), uurides aine oleku võrrandit, molekulite vaheliste tungide seletamiseks diipolide hüpoteesi tarvitas, ning el.-momendi jaoks samajärgulise suuruse leidis.

---

(I) M.Reinganum. Ann.d.Ph. 10,334,1903.

Debyega ühesuguse valemi DK temperaturolenevuse jaoks leidsid ka Schrödinger (1912) ja J.J.Thomson (1914)

Debye teooria maksvuse järeluurimiseks on väga palju tööd tehtud. Resultaatidest selgub, et valem (7) täpselt maksev on ainult vähestel juhustel. Gans (1) püüdis vastoludest seega ülesaada, et Debye teooria täpsemalt väljaarendas. Ta võttis arvesse mitte ainult molekulaarväljade üldist mõju, vaid ka nende omavahelist mõju aine sisemuses. Samuti arvestas ta ka tiheduse muutumisega. Nende täiendustega arvestades saab ta Clausius-Mosotti avalduse jaoks valemi

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{1}{d} = \frac{4\pi N_0}{3M} g + \frac{16\sqrt{\pi} \bar{m}^2}{9RMT} \Phi(\tau) \dots \dots (10)$$

(kus: M - molekulaarkaal, R-gaasi konstant, N<sub>0</sub>-Loschmiti arv,  $\bar{m}$ -permanentne moleküüli moment, g-teiste molek. poolt indutseeritud moment, T-abs. temperatuur,  $\Phi(\tau)$  - Gans'ipoolt arvutatud funktsioon) mis Gans'i enese järele maksev on ainult väga madalate ja kõrgete temperatuuride juures, sest siis on kas soojusliikumine nii väike, et ei sega molekulaarväljade mõju, ehk jälle nii suur, et molekulaarväljade mõju täiesti ära varjab. Ka see teooria ei seleta kõiki katseandmeid.

DK temperaturolenevust on püüdnud seletada uute oletustega veel Boguslavski (2), Czukor (3) ja

- (1) R.Gans. Ann.d.Ph. 10, 334, 1903.
- (2) S.Boguslavski. Phys.Zs. 15, 283, 1914.
- (3) K.Czukor. Verh.d.D.phys.Ges. 17, 73, 1915.



Graffunder (1), Luise Lange(2), P. Weiss, Smyth (3), Pauli (4) Jäa teised kes mitmesuguseid meetode tarvita- des momendile väärtused leidsid piirkonnas  $1,18 \cdot 10^{-10}$  (Weigt, CO juures) kuni  $3,89 \cdot 10^{-18}$  (Born, HJ juures). Mõnedes ainetes diipolid üldse ei esine, mis näha sellest et nende jaoks momendi väärtus arvutusel =0 leiti olevat. üldiselt on momentide arvutamise meetode ja resultate pikemalt arvustanud E b e r t (5).

Nagu eelpool nägime (val.2) on Debye teooria järele dielektrilise polarisatsiooni üheks komponendiks mõju mis tekitab diipolide pöördumisest kindlasse asendisse välise elektrivälja mõjul. Molekүүлide soojusliikumine aga püüab neid endisesse kaootilisse asendisse tagasi viia. Kui nüüd mõjuv el.-väli püsiv on, siis tekib staatiline tasakaal ja saame kindla DK väärtuse aine jaoks. Kui aga mõjuv el.-väli kiiresti vahelduv on, siis peavad ka diipolid oma sihti samakiiresti muutma-võnkuma ja selles ei sega neid enam üksi molekүүлide soojusliikumine, vaid ka dielektrikumi sisehõõrumine. Selleltn seisukohalt käsitab küsimust esimesena Fürth(6),

---

(2) Luise Lange, Zs.f.Ph. 33,169,1925.

(3) C.P.Smyth, Journ.Amer.Chem.Soc. 46,2151,1924.

(4) W.Pauli, Zs.f.Ph. 6,319,1921.

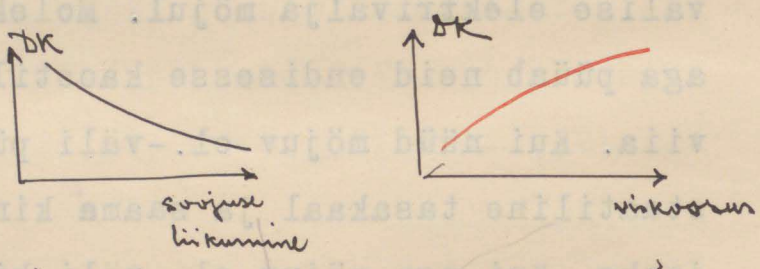
(5) L.Ebert, Zs.f.phys.Chem. 14,430, 1925.

(6) R.Fürth, Ann.d.Ph. 70,63,1923.

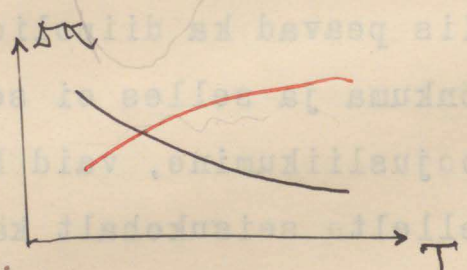
Graffander (1), Weiss (2), P. Weiss (3),  
 (4) ja teised see mitmenärvne meetode arvuta-  
 des momentide väärtused leidmaks pikiaksum 1,18:10<sup>10</sup>  
 (Weigt. 00 juures) kanti 3,87:10<sup>10</sup> (Born, M. juures).  
 Mõnedes ainetes dipoolid liidse et eelne, mis näha sellest  
 et nende jaoks momentide väärtused arvutatakse = 0 leiiti ole-  
 vat. Üldiselt on momentide arvutamise meetode ja result-  
 taate pikemaalt arvutamise a b o r t (5).

Nagu eelpool nägime (vt. 5), on teoreetiline arvutus  
 dielektrilise polarisatsiooni teoreetiline arvutus  
 mis tekib dipoolide pöördumiseat kindlase seadise

Väliste elektrovälja mõjul. Molekulaaride asümmeetrilise  
 aeg pühap neil endisese koo...  
 vilt. Kui...  
 väärtuse sine



aia peavad ka...  
 võrkuna...  
 asümmeetrilise...



Selle vihi peaaegu arvuti-  
 selt läbi liitama.

H. P.

4-11-26.

kes mitme orgaanilise aine DK olenevust kontsentratsioonist, õigem - viskossusest uurib. Ka enne Fürth'i on nii mitmedki uurinud lahude, peasjalikult elektrolütide, DK olenevust kontsentratsioonist, kuid need katsed olid tehtud kõik teise sihiga - peasjalikult nn. segamisseaduste leidmiseks. Sealjuures ei pööranud keegi tähelepanu asjaolule, et lahude DK ei olene mitte üksi tarvitatud ainete DK-st vaid väga suurel määral just sellest, kuidas kuidas muutub lahustumise tagajärjel viskossus ja et üldse lahu DK arvutamisel komponentide DK-st mingit mõtet pole, nagu Fürth oma teoses näitab.

Mina leian, et DK olenevusega viskossusest on kergesti seletatav sagedasti ilmsikstulev positiivne temperatuurkoeffitsient DK jaoks, millise seletamiseks kusa-gil kirjanduses midagi kindlat ei leidu. Temperatuuri kasvamisega suureneb ka moleküülide soojusliikumine, mis polarisatsiooni ja seega ka DK-d vähendab. Teisest küljest väheneb aga ka viskossus, mõnedel ainetel isegi väga kiiresti, temperatuuri kasvamisega ja see kergendab diipolide võnkumist ning suurendab seega DK-d. Kui nüüd soojusliikumise takistav mõju ületab viskossuse vähenemisest tekkinud mõju, siis kahaneb DK temperatuuri tõusuga. Kui aga soojusliikumise suurenemise mõju viskossuse vähenemise mõjust suuruse poolest maha jääb, siis saamegi nähtuse, et temperatuuri tõstmise peale vaatamata DK suureneb.

Viimastel aastatel on püüdeid olnud leida sidemeid isegi DK ja aine keemilise koosseisu vahel. Sarnastest töödest näib ainukese tähelpanuväärsena olevat E.H.L. Meyer'i oma, kes aine teatavast keemilisest struktuurist järeldusi teeb diipolide olemasolu kohta.

Praktilises elus üheks väga tähtsaks asjaoluks on energia kaotused dielektrikumis vahelduva voolu tarvitamisel. Sellesse alasse puutuvad uurimused on seni teistest veidi eraldatuna seisnud. Enamalt jaolt on sellel alal tegutsenud ameerika õpetlased, näit. Bryan (1), MacLeod (2), McDowell (3), ja teised, mille põhjuseks on nähtavasti uurimisteks tarvisminevate abinõude kallidus.

Edaspidi, kui võimalusi leian, loodan selle küsimusega eriti pikemalt tegemist teha.

- 
- (1) A.B. Bryan, Phys. Rev. 22, 399, 1923.  
(2) Hector J. Mac Leod, Phys. Rev. 21, 53, 1923.  
(3) Louise S. Mc Dowell, Phys. Rev. 23, 507, 1924.

vedelikku DK möötmise meetodid. di otsa metallist  
põõrdellipsoid. Andes plaatidele tarvilise potentsi-  
aal DK möötmiseks on väga palju meetode välja töötatud.  
Selle päämiseks põhjuseks on just uurimisele tulevate  
ainete väga üksteisest lahkuminevad omadusest. uldiselt  
võib kõiki tarvitatud meetode kolme klassi jaotada

1. Tungide meetodid
2. Mahtuvuste - " -
3. Lainete - " -

teise liiki kuuluvad meetodid, kus möödetakse tun-  
gisi, mida elektrivälja I. valdab dielektrikumi peale.

Tungide meetodid jagunevad omakorda kaheks osaks -  
ühede juures möödetakse elektrit kandvate juhe<sup>met</sup>de vahel  
valitsevaid tunge, millised olenevad ümbritsevast  
dielektrikumist Coulombi seaduse põhjal, kust DK võrdub:

$$\xi = \frac{I \cdot e_1 \cdot e_2}{F \cdot r^2}$$

See meetod on kõige vanem, kuid oma väikese täpsuse  
tõttu mitte enam tarvitata. Ainult 1924 aastal Fürth<sup>(1)</sup>  
poolt tarvitusele võetud variatsioon - nn. ellipsoid<sup>(1)</sup>  
meetod võib laiemat tarvitamist leida, sest võimaldab,  
oletades teoreetiliste kaalutluste järele, isegi  
sarnaste heade juhtide jaoks, nagu seda on elavhõbe,  
DK määramist, kuigi õige piiratud täpsusega. Fürth'i  
apparaat on väga lihtne: vertikaalselt asuvate  
paralleelsete plaatide vahel asuvasse uuritavasse

vedelikku riputatakse torsioonniidi otsa metallist pöördellipsoiid. Andes plaatidele tarvilise potentsiaali, möödetakse ellipsoiidi peale mõjw pöörde moment, millise jaoks Fürth teisest küljest leiab avalduse:

$$D = 8\varepsilon E^2 \sin 2\vartheta \cdot A \dots \dots \dots (II)$$

kus  $\varepsilon$  on vedeliku DK;  $\vartheta$  - nurk mille võrra ellipsoiid pöördus;  $E$  - elektrivälja tugevus;  $A$  - suurus, mis oleneb ellipsoiidi kujust ja juhtivusest.

Teise liiki kuuluvad meetodid, kus möödetakse tungisi, mida elektriväli avaldab dielektrikumi peale. Neil meetodidel pole ühelgi suuremat tegelikku tähendust olnud.

Kõik tapsemad ja suuremaarvulised DK mõõtmised põhjenevad kondensaatorite mahtuvuste mõõtmisel, ehk õigem, võrdlemisel. DK definitsioonist saame otsekohese järeldusena, et DK on mahtuvuste suhe, mida kondensaator omab, olles kord täidetud dielektrikumiga, teinekord aga tühi. Mõõtmisi kergendab suuresti asjaolu, et meil siin tegemist vaid mahtuvuste suhtega ja mitte absoluutsete suurustega. Seega taandub DK mõõtmine täiesti mahtuvuste võrdlemisele, milleks väga palju meetodeid olemas, millised võib liigitada kolme ossa.

Esimesesse kuuluvad meetodid, kus mahtuvuste võrdlemiseks kasutatakse kondensaatoritel asuvaid elektrihulki teat. pinge juures, mis ju proportsionaalsed on mahtuvusega. Siin tarvitatakse kas kompensatsioon

ühendusi, kusjuures nullinstrumendiks on kas kvadrant-  
elektromeeter, telefon ehk elektrodünamomeeter, ehk  
jälle möödetakse otsekohe<sup>s</sup>elt elektri hulki ballistilise  
galvanomeetri abil. kõik need meetodid on vananenud  
ja ei tule enam tarvitusele.

2-2 Praktiliselt väga mõnusad ja kõige laiemat tarvita-  
mist leidnud on mahtude võrdlemine Wheatstone'i silla  
abil, mida seks otstarbeks hakati tarvitama juba aastal  
1886 (Palaz). Väga laialist tarvitamist leidis see  
peale selle, kui Nernst (1) sillale praktiliseks tarvi-  
tamiseks väga soodsa kuju andis, tarvitades elektrolüü-  
tilisi takistusi ja asetades kondensaatoritega para-  
leelselt kompensatsioon takistused, mis võimalikuks tegi  
ka vähe juhtivatel ainetel DK määrata. Nernsti appara-  
tuurile andis hiljuti Joachim (2) modernse kuju, võttes  
tarvitusele elektroontoruga sünnitatud suursagedusega  
vahelduvad voolud ja asetades kõigisse nelja silla  
harru kondensaatorid. See meetod lubab väga kiiresti  
suurel hulgal ainetel määrata DK ja selle temperat.  
olenevust, kuid tema täpsus ja tundelikkus on ikkagi  
võrdlemisi väike. Silla meetod lubab väga lihtsal  
kujul määrata ka energia kaotusi dielektrikumis, kui  
tarvitada kõige lihtsamat silla kuju asendamise meetodiga,

(1) W. Nernst, Zs. f. phys. Chem. 14, 622, 1894.

(2) H. Joachim, Ann. d. Phys. 60, 570, 1919.

kusjuures peale silla tasakaalu seadmist uuritava kondensaatoriga, viimane asetatakse kaotustavaba öhkkondensaatoriga, millele tasakaalu uuesti alale seadmiseks tuleb panna teatav takistus, mille suurusest otsekohe energia kaotust arvutada saab.

2-3 Mahtuvuste meetodi alla kuulub ka nn. teine Drude (I) meetod. Tesla transformaatori ja Blondloti ärataja abil sünnitatakse el. magn. laineid, mis edasi antakse Lecheri paralleeltraatidele, millede pikkust muuta saab ja millede lõpul asub väike kondensaator. Tühja kondensaatori korral otsitakse Geissleri toruga traatidel üles laineid, millede vahe möötmisest saame teada tarvitusel oleva laine pikkuse. Täites kondensaatori mööditava ainega, muudetakse traatide pikkust, s.o. nende eneseinduktsiooni, kuni Geissleri toru traatide vahel jällegi maksimaalselt helendama hakkab. Tarvilik pikkuse muutmine oleneb kondensaatori mahtuvusest, s.o. teda täitva aine DK-st. Apparaatur tuleb kaliibrida tuntud DK-ga vedelikkude abil. Meetodi hea omadus on väga väikeste ainehulkade tarvitus (jatkub isegi  $1 \text{ cm}^3$  aineist).

Peale elektroonide üldisele tarvitusele võtmist kustumata võnkumiste generaatorina avanes mahtuvuste möötmiseks põhimõtteliselt lihtne ja tegelikult hõlbus viis resonantsi abil. Võnkumisahela eneseperioodi

---

(I) P. Drude, Zs. f. phys. Chem. 23, 267, 1897.

määravad ära ahela eneseinduktsioon ja mahtuvus Thomson-Kirchoffi seaduse järele:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

Möötmine ise sünnib nii, et ühes, nn. primäärahelas sünnitame vönkeid. Selle ahelaga on nõrgalt seotud teine ahel, mis sisaldab mahtuvusena möödetava kondensaatori. Seame need ahelad resonantsi esimese ahela mahtuvuse muutmisega. Nüüd asetades möödetava kondensaatori kalibreeritud normaalkondensaatoriga ja seades selle abil resonantsi uuesti jalale, saame otsekoheselt teada otsitava mahtuvuse. Resonantsi indikaatoriks tarvitatakse sekundäärahelasse asetatult kas kuumtraat milliampermeetrit, ehk sellest palju tundlikumat termoelementide kombinatsiooni, mis resonantsi korral maksimaalset voolu näitab. Väga lahtise sideme korral vönkumisahelate vahel on võimalik õige teravalt määrata resonants täppi ja seega täpselt mahtuvust. Sarnane sissesead lubab ka lihtsalt mööta energia kaotusi dielektrikumis. Primäärahelas sünnitame küll kustumata so. konstantse amplituudiga vönkumisi, kuid kui sekundäärahelas osa energiat kaduma läheb, mis vastavate riistade korral ainult uuritavas kondensaatoris võib sündida, siis saame seal juba kustuvad lained. Resonantsköverast määrame lihtsalt selletõttu tekkinud dekremendi, mis isegi ümberarvutamata on juba teatavaks energia kaotuse mööduks.

Kõige tundelikumaks viisiks mahtuvuste absoluutsuuruste kui ka iseäranis nende väikeste muutumiste mõõtmiseks on 1920aastal H e r w e g'i (I) poolt tarvitusele võetud hõljumiste meetod. Kahe ühesuguse generaatoriga sünnitatakse võnkeid, mis oma välte poolest väga vähe lahku lähevad. Kui neid võnkeid sundida interfereerima siis saamegi hõljumised millede arv 1 sek. on võnkumiste sageduste vahe. Kui nüüd ühe generaatori võngete arvu vähegi muudame, muutes selleks tema mahtuvust, siis muutub kohe ka heljumiste arv just sama palju. Näit. olgu generaatorite võngete arv sekundis:  $n_1 = 1000000$  ja  $n_2 = 999000$ , siis heljumiste arv on  $\nu = 1000$ , see on parajasti võngete arv, millele vastav heli kõrvale kuuldav. Kui ühe generaatori võngete arvu sekundis ka ainult ühe võrra muuta, näit.  $n_1 = 100001$ , siis muutub juba heljumiste arv ka 1001 peale ja seda muutust saame mõõta, võrreldes tekitatud tooni kõrgust uuesti hõljumiste abil helirauaga tekitatud tooniga. Sarnasel viisil läks Hervegil korda mõõta relatiivset mahtuvuse muutumist suurusjärgus  $10^{-6}$ , mis juba haruldane tundelikkus on. See meetod võib nii siis iseäranis hästi DK olenevuse uurimiseks temperatuurist ja elektriväljast ning rõhust. Samuti otstarbekohane gaaside DK määramiseks, millised teatavasti väga

(I) J. Herweg, Zs.f. Phys. 3, 36, 1920.

-"- u. Pöttsch, 8, I, 1921.

vähe erinevad I-est.

Selle meetodiga on viimastel aastatel uurimusi korraldanud peaaesjalikult: Herweg (l.c.), Grenacher (1), Franke (2), Grützmacher (3), Fritts (4), Graffunder (5).

Viimase suure grupi<sup>3</sup> eelmistest põhimõtteliselt täiesti erineva, moodustavad nn. laine meetodid, kus otsekoheselt mõõdetakse el.-magn. lainete pikkusi õhus ja dielektrikumis, ning nende suhtena leitakse murdumisnäitaja, kust Maxwell'i järele  $\epsilon = n^2$ , ehk absorbeerivate ainete jaoks

$$\epsilon = n^2(1 - \kappa^2)$$

Siin teeb raskusi DK arvutamisel absorptsioonkoeffitsiendi  $\kappa$  enamalt jaolt mitteteadmise, nii et see meetod, mida küll praegu peaaegu sugugi enam ei tarvitata, meile annab ikkagi ainult murdumisnäitaja võnkumissageduse jaoks, olenedes apparatuurist, piirkonnas  $\nu = 10^8$ . Otsekohene lainepikkuse mõõtmine põhjeneb J. Thomson'i ja Weitz'i poolt 1890 aastal tehtud tähelpanekutel, et traatides sünnitatud el.-magn. lainete pikkus oleneb traate ümbritsevast dielektrikumist ja võrdub just lainepikkusega, mis dielektrikumis tekib sama

---

(1) M. Grenacher, Ann. 77, 135, 1925.

(2) Ch. Franke, Ann. 77, 159, 1925.

(3) M. Grützmacher, Zs.f. Phys. 28, 342, 1924.

(4) E. C. Fritts, Phys. Rev. 21, 198, 1923.

(5) W. Graffunder, Ann. 70, 225, 1923.

sageduse puhul. Laine pikkuse mõõtmiseks võtsid Rubens ja Arons (1) tarvitusele Lecheri paralleeltraatide süsteemi. DK mõõtmiseks kohase kuju riistadele andis D r u d e (2), kelle nime see meetod nüüd ka kannab. Tema tarvitas vönkumiste sünnitamiseks Tesla transformatori poolt toidetud Blondlot'i äratajat, millelt vönkumised ülekanti Lecheri traatidele. Laine pikkuse mõõtmine sünnib sel teel, et väikese Geissleri toruga otsitakse traatidel üles kohad, kus toruke maksimaalselt helendab, s.o. laine puhmad. Asetades traadid kord õhku, teinekord aga dielektrikumi, saamegi vastavad  $\lambda$ -d. ja nendest n. Viimasel ajal on selle meetodi juures, nagu iseäranis ka teise Drude meetodi juures laine sünnitamiseks tarvitama hakatud elektroontoru Barkhausen ja Kurcz'i (3) poolt näidatud ühehduses.

Laine meetodide hulka kuuluvad ka optikas tuntud nähtuste järeltegemine pikkade el.-magn. laintega, nagu reflektiooni, murdumise, ja interferentsnähtused. Möödunud aastal töötas H.Zahn (4) suure juhtivusega vedelikkude jaoks välja meetodi, kus ta lainepikkust määrab diffraktsiooni nähtustest dielektriliste silindrite ümber.

---

(1) H.Rubens & L.Arons, Ann. 42, 581, 1891.

(2) P.Drude, Zs.f.phys.Ch. 23, 267, 1897.

(3) H.Barkhausen u.K.Kurz, Phys.Zs. 21, I, 1920.

(4) H.Zahn, Zs.f.Phys. 31, 262, 1925.

Uldiselt võib kõigi DK uurimise meetodide kohta ütelda, et need alles peale elektroon toru tarvitusele võtmist konstantsete sinuskujuliste vönkumiste sünnitamiseks, küllaldase täpsuse ja tundelikkuse omandasid, ning alles nüüd dielektrikumide uurimine küllalt edukalt areneda võib. Kahjuks nõuavad kõik tundelikumad meetodid töötamiseks täiesti eraldatud ja kõigi välise mõjude eest kaitstud ruume ja, ehk küll väikesi, kuid võrdlemisi kallihinnalisi riistu, mis aga igalpool mitte kättesaadavad pole.

$$Z_{J.R} = Z_S \dots \dots \dots (13)$$

Neist saame kõige lihtsama haruneva juhe (joon.1.)

takistuse:



$$Z = \frac{U}{I} = R \dots \dots \dots (14)$$

Ja edasi vheatstone'i silla (joon.2) jaoks alalise

voolukorral tingimusega, et harus 00

voolu ei oleks:



$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4} \dots \dots \dots (15)$$

Vaheldava voolu korral saame sama valemi siis, kui meil on tarvitatud ainult puhtad, e.o. induktiiv- ja mahivabavad takistused, millel aga tegelikult pea kunagi ette ei tule. Võib asetada mõnda haru, näit. 1 ja 2 isegi kondensatorid, mis teatavasti vaheldavat voolu

läbi lähevad ja siis muutub see juhe taas keeruliseks.

En võimalik Silla meetodi teooria.

Wheatstone'i silla tarvitamine põhjeneb harunevate elektrivoolude kohta maksvatel Kirchhoff'i seadustel:

1) sõlmepunktis on juure- ja äravoolavate voolude tugevuste summa null

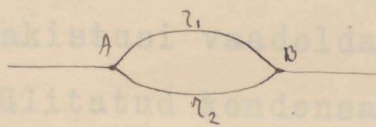
$$\sum J = 0 \dots\dots\dots (I2)$$

2) Suletud vooluahelas on elektromotoorsete jõudude summa võrdne üksikute harude voolutugevuste ja takistuste korrutiste summaga

$$\sum J.R = \sum E \dots\dots\dots (I3)$$

Neist saame kõige lihtsama haruneva juhe (joon.I.)

takistuse:

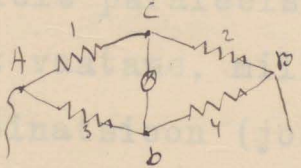


Joon.1

$$r = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \dots\dots (I4)$$

Ja edasi Wheatstone'i silla (joon.2) jaoks alalise

voolukorral tingimusena, et harus CD voolu ei oleks:



Joon.2

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{r_3}{r_4} \dots\dots\dots (I5)$$

Vaheldava voolu korral saame sama valemi siis, kui meil on tarvitatud ainult puhtad, s.o. induktsioon- ja mahtuvus-vabad takistused, millised aga tegelikult pea kunagi ette ei tule. Võib asetada mõnda harru, näit. 1 ja 2 isegi kondensaatorid, mis teatavasti vahelduvat voolu

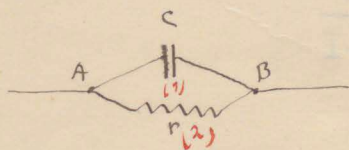
läbi lasevad ja siis muutub asi juba üsna keeruliseks.

On võimalik lihtsalt näidata, et juht, mille ohmiline takistus  $r$  ja mis sisaldab mahtuvust  $C$ , avaldab vahelduvale voolule näivat takistust:

$$w = \sqrt{r^2 + \frac{1}{C^2 \omega^2}} \dots \dots \dots (I6)$$

Siin, nagu ka alati edaspidi, on oletatud, et tegemist on ainult sinusoidaalse vooluga, sest igakujulist vaheldavat voolu võime Fourier lause põhjal vaadelda kui sinusoidaalsete voolude summat.

Kuna tegelikult tarvitata vaid takistusi kergesti võimalik on küll induksioonvabu teha, kuid ilma teatava mahtuvuseta see pea võimata on, siis võime tarvitata vaid takistusi vaadelda kui puhas takistust paralleelselt lülitatud kondensaatoriga. Samuti võib igat juhtivusega ja teatud energia kaotusega dielektrikumis varustatud kondensaatorit vaadelda ~~(1)~~, kui ~~kui~~ puht mahtuvust  $C$ , millele paralleelselt lülitatud puhas takistus  $r$ . Seepärast vaatame, millist näivat takistust avaldab sarnane kombinatsioon (joon.3) vahelduvale voolule, ehk tarvitades



joon.3.

Wien'i (I) väljendusviisi, mille line on selle takistusoperaator  $w$ . Siin on tegemist haruneva juhega, mille takistusvalem I4. järele

$$w = \frac{w_1 w_2}{w_1 + w_2}$$

(1) M. Wien, Wied. Ann. 44, 689, 1891.

Harus I takistus vahelduvale voolule, lähtudes val.16 on:

$$w_1 = \frac{I}{\omega C}$$

ja kuna teises harus ainult puhas takistus, siis:

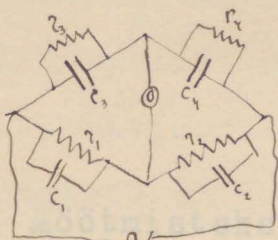
$$w_2 = r$$

Seega

$$w = \frac{r}{1 + r\omega C} \dots\dots\dots (I7)$$

Asetades saadud takistusoperaator wheatstone'i silla valemisse (15), saame joon.4. näidatud juhuse jaoks:

$$\frac{r_1}{1+r_1\omega C_1} : \frac{r_2}{1+r_2\omega C_2} = \frac{r_3}{1+r_3\omega C_3} : \frac{r_4}{1+r_4\omega C_4} \dots (I8)$$



Joon.4

Kuna võrdluseks tarvitatavat kondensaatorit ikka nii võib valmistada (õhkkondens.), et temas kaotusi ega juhtivust ei oleks, s.o.

$$w_4 = \frac{I}{\omega C_4}$$

siis, tarvitades lühiduse otstarbel  $w_1$  ja  $w_2$

$$\frac{r_3 \cdot \omega C_4}{1+r_3\omega C_3} = \frac{w_1}{w_2}$$

$$C_3 = C_4 \frac{w_2}{w_1} - \frac{I}{r_3 \omega} \dots\dots\dots (I9)$$

Nagu katsetest hiljem selgub, võime käesoleval juhusel ilma tuntava vea tegemata operaatorite  $w_1$  ja  $w_2$  asemele võtta lihtsalt vastavad takistused  $r_1$  ja  $r_2$ .

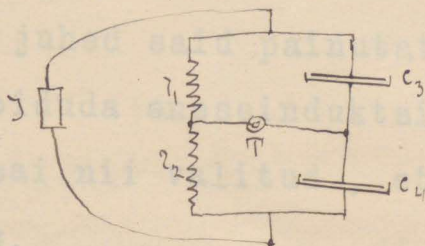
Kuna meil tarvis teada alati ainult kondensaatorite mahtude suhet, siis kirjutame valemi ka vastavalt ümber:

$$\frac{C_3}{C_4} = \frac{r_2}{r_1} - \frac{I}{r_3 C_4} \dots \dots \dots (20)$$

millises kujus ta ka arvutuste juures on tarvitatud. Võib tekkida küsimus, miks on valemile antud just sarnane kuju, mille tarvitamine raskusi tekitab, sest peab teadma, ehkki ainult võrdlemisi mitte suure täpsusega uuritava kondensaatori äkvivalent paralleel takistust  $r_3$  ja samuti ka võrdluseks tarvitatava normaal-kondensaatori  $C_4$  absoluut mahtuvust. Põhjus selgub kohe kui vaatleme lähemalt kasutatavat apparatuuri.

Apparatuuri kirjeldus.

Möötmisteks kasutatud silla ühendused on kujutatud joon.5 . Kondensaatorid  $C_3$  ja  $C_4$  on eriliselt vedelik-



Joon 5.

kude uurimiseks valmistatud prof. Vilip'i andmete järele. Nad koosnevad alumisest, vedelikkude sissevalamise võimaldamiseks madala äärega varustatud 24 cm diameetriga plaatidest, mille peale toetub kolme merivaigust jalakesega 20 cm diam. ülemine plaat.

{ Plaatide kaugust üksteisest saab muuta möödetavalt meri-  
vaigust jalakestega ühendatud mikromeeter kruvidega.

Et hoiduda mahtuvuste muutumisest plaatide deformumise tagajärjel, siis on plaadid valmistatud 3,5mm paksusest uushöbedast. Kondensaatorid asetati lakeeritud klaasist sammaste abil 15cm kaugusele üksteise kohale, kusjuures õliga täidetav kond. ülalpool asus. Takistustena tarvitasin Hartmann&Braun'i prätsisioon-reostaate, millised täiesti induktsioonvabad olid. Nullinstrumendiks oli väga tundelik Tartu Telefonivabriku 4000 ohmilise takistusega telefon, millega raadiotehnikas tarvitataval viisil vaikimistäpi paremaks kuulmiseks paralleelselt ühendatud sai 5000cm mahtuvusega vilgukivi kondensaator. Vooluhallikaks oli väike akkumulaatoriga töötav Telefunkeni induktor, mis andis 830 perioodilist vaheldavat voolu. Perioodide arvu määrasin kindlaks akustiliselt heljumuste abil, mida sünnitasin tuntud vönkarvuga heliraua ja induktori poolt sünnitatud toonide vahel.

Ühendusteks tarvitasin isoleerimata 1.5mm vask traate. Kõik juhed said painutatud ainult täisnurga all, järsult, et hoiduda eneseinduktsiooni tekkimisest. Ka juhede asetus sai nii valitud, et nad üksteise peale mõjuda ei saaks.

Miks on tarvitusele võetud just sarnane silla meetod ja apparatuur, kuna väljatöötatud on ju palju paremaid,

täpsemaid ja käsituseks lihtsamaid viise, siis on sellel puht materjaalsed põhjused. Tuli ära kasutada juba olemasolevaid abinõusid, nendest kokkuseada apparatuur ja siis sellele luua teooria. Polnud mitte võimalik, nagu see teaduslise uurimuse juures peaks olema, enne teoreetiliselt väljaotsida uurimusteks kõige soodsamad tingimused, milledele peab sissesead vastama ja selle järele siis riistad ehitama, kulude peale, mis sarnasel juhusel määratu suurteks kasvavad, vaatamata. Loodan et mul oma katsetega korda läheb näidata, et ka sarnaste lihtsate riistadega, nagu ülemal kirjeldatud, võimalik on mõnikord küllalt rahuldava täpsusega määrata DK.

#### Apparatuuri proovimine.

Enne lõpplikkudele mõõtmistele asumist sai apparatuur põhjalikult paljude hoolikalt valitud katsete abil järele proovitud, kas selle kohta võib tarvitada lihtsustatud valemit (20) ja kas ei ole mingisuguseid muid mõjusid märgata, mis resultaate täpsuse ja tööelikkuse peale võiksid mõjuda.

Esimesena tuli katselisele proovimisele, kas on lubatav reostaatide mahtuvust, mis iga stöpslite kombinatsiooni juures isesugune, arvestamata jätta.

seadides silla nullseisu, tarvitades sealjuures kord üht kord teistsugust osa reostaatidest kõigis võimalik- kudes kombinatsioonides, selgus et reostaatide mahtuvuste mõju igatahes katsevea piirideni ulatu. Katsete juok- sul jäid kondensaatorid muidugi puutumata, sealjuures olid nad mõlemad tühjad ja seega ka maksev valem kõige lihtsamal kujul:

$$\frac{C_3}{C_4} = \frac{W_2}{W_1} \dots \dots \dots (217)$$

nii et tegelikult proovitud sai, kas silla nullseisak muutub, kui suhtes  $\frac{W_2}{W_1}$  komponendi  $\frac{r_2}{r_1}$  mõlemaid liikmeid proportsionaalselt muuta.

Teiseks võimalikuks vigade põhjuseks võiks olla kondensaatorite vastastikkune mõju üksteisele, mis, kuigi väiksel määral, nende asetuse tõttu olemas on. See mõju peab suurel määral olenema kondensaatorite vahelisest kaugusest, seepärast vaja järelkatsumiseks ainult vaadata, kas silla nullseisak ei muutu, kui seda kaugust muuta. Muutes vahet 8 - 20cm võis märgata mõju mis oma suuruse poolest katsevea piirkonda langes. Et aga tegelikkude möötmete juures kond. vahe alati muutmataks jäi (15cm) ja tegemist on vaid relatiivsete möötmetega, siis siit küljest ka mingit viga karta ei ole. Samuti ka reostaatide ja juhede omavahelised mõjud ei tule arvesse, mis juba ette oodata oli ja ka järelkatsumisel selgus.

Tuntavat mõju avaldas mahtuvuste peale kas käe ehk mõne maaga ühendatud juhtiva asja lähendamine kondensaatoritele. Seepärast sai viimaste lähedusest kõik kõrvalised ~~asjad~~ asjad eemaldatud ja ise möötmiste ajal võimalikult kaugemale hoitud.

Voolu frekventsi muutumise tõttu tekkiv võimalik viga on arvatud allpool, möötmisresultaatide juures.

Vastuvaidlusi võib tekitada asjaolu, et ma olen võtnud õliga täidetud kondensaatori näiva paralleeltakistusena ainult õli juhtivusest tingitud ja alalise vooluga möödetud ohmilise takistuse. On ju teada, et ka igasugu muud energia kaotused vahelduva voolu juures kondensaatoris avalduvad näiva paralleeltakistuse vähenemisena. Mis puutub energia kaotustesse kiirgamise tõttu, siis on see mõlemas kondensaatoris nende täpselt ühesuguse ehituse tõttu kõigepealt võrdsed ja teiseks, tarvitatud võrdlemisi madala pinge juures arvestamata väike. Tõsisem on juba lugu energia kaotusega dielektrikumis-diipolide, millede olemasolu õli keemilise koosseisu tõttu E.H.L.Meyer'i (1) järele oodata võib, pööramiseks ja vönkuma panemiseks äratarvitatud energiaga. Et selgusele jõuda, seks korraldasin kaotuse määramiseks MacLeod'i (2) järele katsed, mis jällegi silla, mis seekord juba täiesti sümmeetriliselt kokku-

---

(1) E.H.L.Meyer, Ann. 75, 801, 1924.

(2) Hector J. MacLeod, Phys. Rev. 21, 53, 1923.

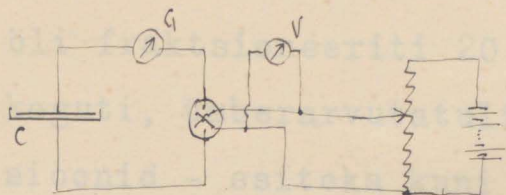
seatud oli, <sup>toimetam</sup> abil; nullseisu seadsin õhkkondensaatori  
abil. Et riistade täpsus väga piiratud oli, siis ei  
saanud ma mingit muud energia kaotust, peale juhtivuse  
tõttu tekkinu, konstateerida, s.o. olemasolevad kaotused  
on väga väikesed võrreldes juhtivusega. Seega sain ka  
sellest raskusest, mida ma kõige enam kartsin, üle.

Uldiselt oleneb, nagu katsed näitasid, sarnase sisse-  
seade juures täpsus, mis käesolevas töös, nagu allpool  
näidatud, on umbes 2 - 5%, nullinstrumendi tundelikkus-  
est, milleks telefoni tundelikkust mitte täiesti  
küllaldaseks ei või pidada.

#### Kõrvalised mõõtmised.

Mahtuvuste võrdlemiseks valemi (20) järele on  
tarvis igakord teada õliga täidetud kondensaatori  
ohmilist takistust. Kuna see, nagu eelkatsetest selgus,  
väga suur on - piirkonnas  $10^6 \Omega$ , siis ei saanud  
vastavate eriliste reostaatide puudusel hõlbust ja  
täpsat vaheldava vooluga määramist tarvitada. Et  
mõõtmised pidid sündima ka samas kondensaatoris, mis  
DK määramiseks tarvitatud ja vigade eest hoidmiseks  
otsekohe pealeviimast samal kohal, siis jäi üle  
valida takistuse arvutamine Ohmi seadusest alalise voo-  
lu jaoks möötes pinget ja voolutugevust. Valikut soo-  
dustas veel asjaolu, et oli käepärast väga täpne ja  
tundelik H.&B. peegelgalvanomeeter. Et alalise voolu

tarvitamisel tekkivat polarisatsiooni mõju, mis nagu näha alamal katseandmetest on väike ja ainult väiksemate pingete juures arvesse tuleb, võimalikult kõrvaldada, siis tarvitasin mitmesugust pinget ja ~~asetasin~~ vooluringi kommutaatori. Mõõtmisel tarvitatud ühendused



Joon. 6.

on näha joon. 6. Pinge mõõtmiseks tarvitasin H&B. täpsat prätssisioon voltmeetrit. Voolutugevuste mõõtmiseks tarvitatud galvanomeetri tundelikkus sai normaal-milliampermeetri ja prätssisioon takistuste abil kontrollitud, kusjuures õige väike lahkumine tekkis vabriku andmetest, nimelt antud tundelikkus H&B. poolt (150cm skaala kauguse jaoks)  $1,70 \cdot 10^{-8}$  Amp.  $\pm$  Imm, kuna mina leidsin  $1,71 \cdot 10^{-8}$  Amp. Uhendusjuhed galvanomeetri ja kondens. vahel asusid õhus, et ärahoida voolu kaotaminekut isolatsiooni puudulikkuse tõttu. Voolu ~~h~~allikaks oli suur akkumulaator patarei, nii et pinge kõikumisi ei olnud.

Veel tulid mõõtmisele murdumisnäitaja ja dispersioon enne põhjalikult kontrollitud ja reguleeritud Abbé refraktomeetri abil, ning erikaal - Mohr-Westphal kaaludega.

### Möödetud ölid.

Möödetud ise sündis... kõigepealt sead-  
sin Tarvitasin põlevkivi <sup>neutraal</sup> <sup>neutraal</sup> ölisi, mis järgmiselt  
said valmistatud: Kohtla ölivabriku toores põlevkivi  
öli fraktsioneeriti 20 mm Hg. rõhumise juures, kusjuures  
koguti, ümberarvutatult normaalse rõhumise jaoks, frakt-  
sioonid - esiteks kuni 250°C ja edasi iga 25° tagant  
kuni 450°C. Eraldati 10% KOH laose abil fenoolid, pesti  
väävelhappega, siis teistkord KOH laosega ja lõpuks  
mitmed korrad destilleeritud veega. Siis kuivatatud  
kloorkaltsiumiga ja enne tarvitamist fraktsioonid  
uesti 20 mm Hg juures destilleeritud. Nii et kindel  
võib olla et on tegemist täiesti puhaste ja esimese  
katsete seeria juures ka kuivade n e u t r a a l -  
ölidega.

on võimalik arvata Möötmised.

Möötmised ise sündisid järgmiselt. Kõigepealt sead-  
sin tühjade kondensaatorite korral silla reostaatide  
abil nullseisu. Et vooluhallik mitte lihtsat sinusoi-  
daalset voolu ei andnud ja nullseis sagedusest oleneb,  
seega telefoni täieliselt vaikima üldse ei saa seada,  
siis seadsin nullseisu põhitooni järele, s.o. muutsin  
reostaatide takistusi kuni põhitoon telefonis ära  
kustus ja järele jäid selgesti eraldatavad ületoonid.  
Nullseisu puhul märkisin ära peale takistuste  $r_1$  ja  $r_2$   
suuruste ka kondensaatorite plaatide vahelised kaugused,  
milledest pärast võimalik oli arvutada ligikaudselt  
mahtuvuste absoluutsuurusi. Nüüd täitsin ülemise kond.  
ettevaatlikult, nii et seis ei muutuks ega ohumullikesi  
sisse ei jääks, õliga ja leidsin uuesti reostaatide  
muutmiseiga nullseisu. Sarnast määramist kordasin igas  
|| katseteseerias iga õlisordiga kümme korda. Edasi eral-  
dasin silla juhed ülemisest kondensaatorist ja ühendasin  
selle juhtivuse möötmise sisseseadega. Vastavad voolu-  
|| tugevused said äraloetud igakord viie isesuguse pinge  
jaaks piirkonnas 3-40 volti, sealjuures, nagu eelpool  
tähendatud, tarvitades kommutaatorit ja võttes iga  
|| pinge jaaks vastavad keskmised voolutugevused. Kuna  
teada olid ka kondensaatoris peituvat õli kihi möödud

on võimalik arvutada erijuhtivus. Edasi möötsin otse-kohe murdumisnäitaja ja dispersiooni ning erikaalu, igat jällegi mitu korda. Kõik möötmised olid toimetatud võimalikult ühe ja sama temperatuuri juures ja see alati täpselt ülestatendatud. Sarnaselt toimisin oli iga fraktsiooniga. Tervet sarnast katsete seeriat, mis sisaldas eneses üldse 9 fraktsiooni kohta 369 katset, kordasin kolm korda, kusjuures I ja II seeria vahel oli 2 nädalat vahet, kuna II ja III seeriade vahel ainult paar päeva vahet oli.

Mahtuvuste suhte  $\frac{C_1}{C_2}$  arvutamiseks tarvilikke  $C_2$  absoluutväärtusi polnud võimalik kõiki mööta. Möödetud sai see ainult plaatide vahe puhul 2,00 mm, kus see oli 152 cm, kuna teiste kauguste jaoks väärtused geomeetristest möötudest/arvutatud ja vastavad äärmöju parandused suhete möötmisel saadud andmete abil leitud. Arvutus on sarnasel pikal kujul seepärast läbiviidud, et näidata kui suur on sarnase kondensaatori juures äärte mõju. Vaadeldes tarvitatud kondensaatori kui lihtsat kaart kondensaatori, väljendub selle mahtuvus möötude abil (diel. on öhk):

$$C_1 = \frac{F}{4\pi d} \dots\dots\dots (22)$$

Olgu ühe juhuse jaoks otseselt möödetud mahtuvus  $C_1$  ja DK määramisel tühjade kond. valemi (21) põhjal saadud mahtuvuste suhe  $\frac{C_1}{C_2} = M$ , siis võime iga plaatide

vahekauguse jaoks väljakirjutada valemi:

$$\frac{C_1 \cdot s}{C_2 + \Delta C_x} = M \dots \dots \dots (23)$$

ning siit arvutada niihästi äärtemõju  $\Delta C_x$  kui ka kogumahtuvus  $C_x$ . Sarnaselt arvutatud väärtused on esitatud tabelis N<sup>o</sup>1.

Tabel N<sup>o</sup>1

$h_{mm}$	$C_2$	$\Delta C_x$	$C_{x_{m}}$	$C_x \text{ Farad}$
0,60	416	29	445	$4,96 \cdot 10^{-10}$
0,70	356	65	421	4,68
0,80	312	92	404	4,50
1,00	249	99	338	3,76

$C_1 = 2$

M  
?  
.  
.  
.  
.

Möötmete resultaadid.

Et anda täielikku ülevaadet ja kontrollimise võimalust töö käigu ja täpsuse kohta, esitan siin täielikult ühes arvutustega DK möötmise saadused ühe fraktsiooni jaoks esimesest katseteseeriast ühe katse kohta. Arvutused on toimetatud aritmeetri ja logarütmilise lükatärgit

Tarvitatud tähised:

$r_1$  ja  $r_2$  - reost. takistused

$C_2$  - ölikond. mahtuvus tühjalt

$C_2'$  - " " " täidetult

$C_4$  - mõõt! (öhk-) kondens. mahtuvus.

E - pinge voltides

s - galvanomeetri väljalöök mm

k - " - " - konstant

$r_3$  - õliga täidetud kond. takistus ohmides

$n_D$  - murdumisnäitaja natriumi D joone jaoks

h - kondens. plaatide vaheline kaugus mm.

Näide I.

Õli №3. Fraktsioon 275°-300°

Nullseis tühjalt. Tabel №2.

$t^0 = ?$  22.2

r	$r_2$	$c_3/c_4$	$a - M_0$		$(a - M_0)^2$
			+	-	
I000	376	0,376	-	-	-
II00	413	0,375	-	I	I
III0	418	0,377	I	-	I
II20	421	0,376	-	-	-
I200	452	0,377	I	-	I
I220	460	0,377	I	-	I
2000	752	0,376	-	-	-
2I00	787	0,375	-	I	I
2200	826	0,375	-	I	I
2220	833	0,375	-	I	I
		0,376	3	4	7

Uhe vaatluse keskm. viga:  $\sigma = \sqrt{\frac{4(a - M_0)^2 - 6}{n-1}} = \sqrt{\frac{7-1}{9}} = 0,88$

Resultaadi keskmine viga:  $\sigma_M = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \frac{0,88}{\sqrt{10}} = 0,28 \approx 0,3$

Tühjalt  $\frac{C_3}{C_4} = 0,376 \pm 0,0003;$

Nullseis, kui ülemine kondens.täidet. õliga

$h = 0,80\text{mm}$

Tabel №3

$t = 22,2$

$r_1$	$r_2$	$r_1/r_2$			
1000	1112	1,112	-	I	I
1100	1225	1,114	I	-	I
1110	1236	1,114	I	-	I
1120	1246	1,113	-	-	-
1200	1336	1,113	-	-	-
1210	1346	1,112	-	I	I
1220	1357	1,112	-	I	I
2000	2227	1,114	I	-	I
2100	2343	1,116	2	-	4
2120	2360	1,113	-	-	-
		1,113	?	?	10

uhe vaatluse keskm. viga:  $\sigma = \sqrt{\frac{10}{9}} = 1,1$

Resultaadi - " - " - :  $\sigma_M = \frac{\sigma}{\sqrt{10}} = 0,35 \approx 0,4$

suhe õliga:  $r_1/r_2 = 1,113 \pm 0,0004$

Juhtivuse määramine:

$h_2 = 2,00 \text{ mm}$

Tabel №4.

$E$	$s_1$	$s_2$	$\bar{s}$	$r = \frac{E}{k \cdot s}$
4,50	30,0	26,0	28	$9,44 \cdot 10^6$
7,50	49,0	45,0	47	9,38
20,00	127,5	124,0	125	9,40
24,00	152,0	149,0	151	9,35
40,00	250,3	250,5	250	9,40
				$9,39 \cdot 10^6$

Kondens. mahtuvuste suhe täidetult:

$$\frac{C_3'}{C_4} = \frac{r_2}{r_1} - \frac{1}{r_1 \omega C_4} = 1,113 - \frac{1}{9,39 \cdot 10^6 \cdot 5220 \cdot 4,50 \cdot 10^{-10}}$$

$$= 1,113 - 0,0453 = 1,068 \pm 0,0008;$$

Siit DK :  $\frac{C_3'}{C_4} \cdot \frac{C_3}{C_4} = \frac{1,068}{0,376} = 2,841 \pm 0,005; \text{ täpsus: } 2\%$

✕ Edasi toon kokkuvõetud tabelina samal viisil arvatud DK väärtused kõigi fraktsioonide jaoks, igas katseseerias eraldi. Selgema ülevaate saamiseks neist arvudest on nad joonisel 7. graafiliselt kujutatud.

I.katseteseeria.

Tabel №5

N <sup>o</sup>	$c_3/c_4$	$r_2/r_1$	$r_3 \cdot 10^{-6}$	$h_4$	$c_4 \cdot F_{M, K}$	$\frac{1}{r_2 w_4}$	$\frac{c_3}{c_4}$	$\epsilon$	$t^\circ$
1	0,598	1,974	4,55	1,00	3,76	0,112	1,862	3,114	22,1
2	0,470	1,467	8,28	1,00	3,76	0,062	1,405	2,989	21,6
3	0,376	1,113	9,39	0,80	4,50	0,045	1,068	2,840	22,2
4	0,378	1,164	4,29	0,80	4,50	0,099	1,065	2,817	22,3
5	0,378	1,220	2,53	0,80	4,50	0,168	1,052	2,783	22,7
6	0,378	1,326	1,63	0,80	4,50	0,261	1,065	2,817	23,0
7	0,376	1,340	4,79	0,80	4,50	0,089	1,251	3,327	22,9
8	0,379	1,430	6,88	0,80	4,50	0,062	1,368	3,609	22,9
9	0,376	1,433	4,61	0,80	4,50	0,094	1,339	3,561	23,0

II. katseteseeria.

Tabel №6.

N:	$\frac{c_3}{c_4}$	$\frac{L_2}{r_1}$	$r_3 \cdot 10^{-6}$	$h_4$	$c_4 \cdot 10^{10}$	$\frac{1}{r_3 \omega L_4}$	$\frac{c_3'}{c_4}$	$\varepsilon$	$t^\circ$
1	0,411	1,277	4,17	0,70	4,68	0,098	1,179	2,869	22,0
2	0,343	1,025	4,68	0,60	4,96	0,083	0,942	2,746	22,8
3	0,345	0,981	7,62	0,60	4,96	0,051	0,930	2,696	22,4
4	0,343	1,006	3,61	0,60	4,96	0,107	0,899	2,621 <sup>v</sup>	21,8
5	0,343	1,042	2,42	0,60	4,96	0,160	0,882	2,571	21,8
6	0,342	1,130	1,60	0,60	4,96	0,242	0,888	2,596	21,8
7	0,339	1,147	2,27	0,60	4,96	0,170	0,977	2,882	21,8
8	0,337	1,221	4,24	0,60	4,96	0,091	1,130	3,353	21,8
9	0,340	1,254	3,35	0,60	4,96	0,115	1,139	3,353	21,7

$r_3 = 0,50 \text{ mm}; c_4 = 4,96 \cdot 10^{10} \text{ far.}$

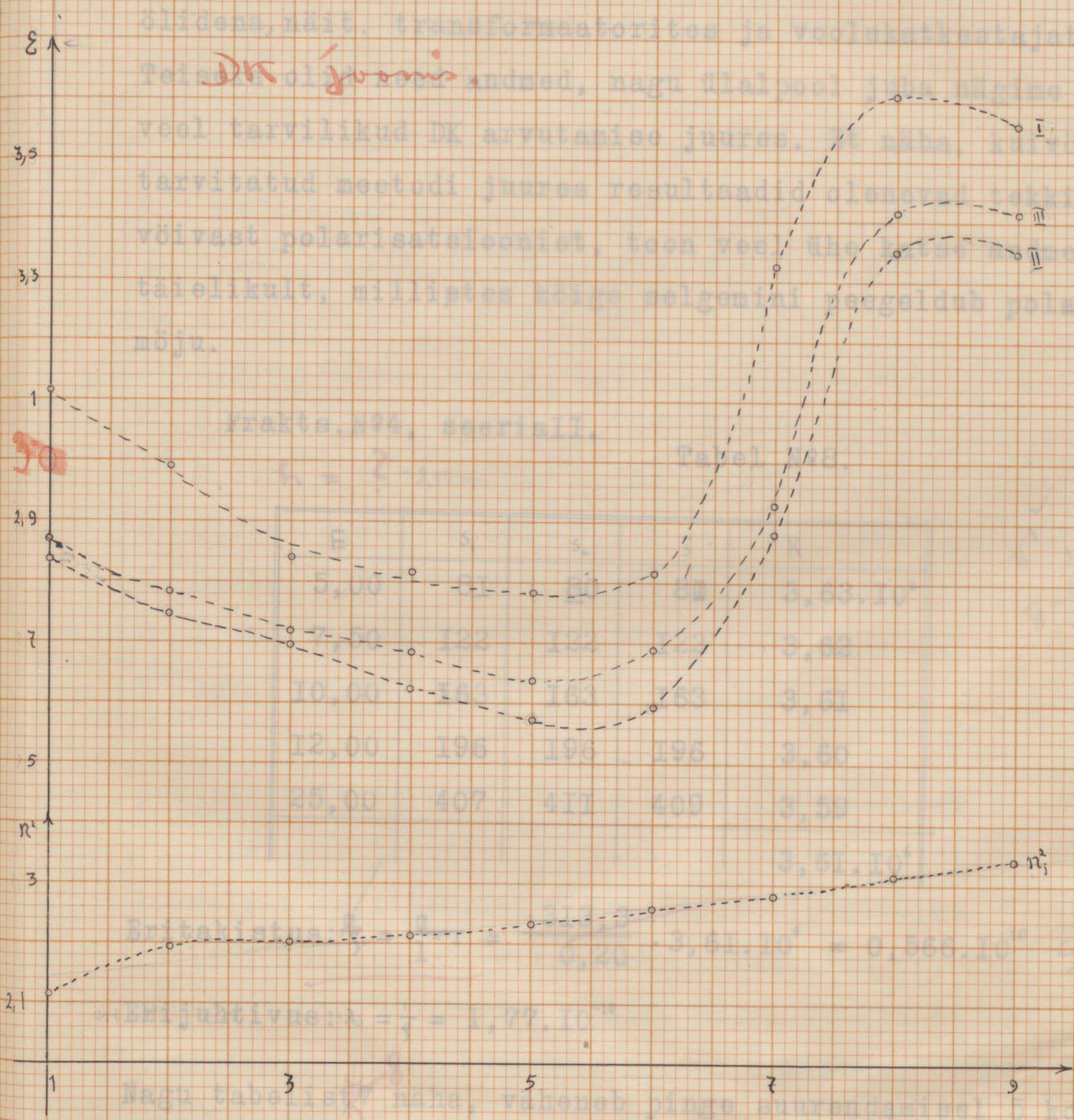
III. katseteseeria.

Tabel N<sup>o</sup>7.

N <sup>o</sup>	$c_3/c_4$	$r_2/r_1$	$r_3 \cdot 10^6$	$\frac{1}{r_3 \omega c_4}$	$\frac{c_3}{c_4}$	$\varepsilon$	$t^\circ$
1	0,340	1,064	4,31	0,099	0,965	2,838	18,7
2	0,340	1,024	5,02	0,077	0,947	2,785	18,8
3	0,341	0,978	7,52	0,051	0,927	2,718	18,4
4	0,343	1,013	4,18	0,092	0,921	2,685	18,8
5	0,340	1,054	2,47	0,157	0,897	2,638	19,1
6	0,339	1,145	1,66	0,233	0,912	2,690	19,0
7	0,342	1,185	2,09	0,185	1,000	2,924	19,2
8	0,340	1,256	4,07	0,095	1,161	3,415	19,0
9	0,342	1,276	3,56	0,109	1,167	3,412	18,8

$$h_y = 0,60 \text{ mm}; \quad C_y = 4,96 \cdot 10^{-10} \text{ Far.}$$

Juhtivuse nõstmise pea eesmärgiks oli järelekatvada, kas on liinil võimalik kasutada elektrotalvitega isoleeritud olidena, näit. transformatorites ja veeldiiseldajates teiseks oluliseks andmed, nagu ülalpool juba näidatud veel tarvilikud DK arvutamise juures. Naha, millele on tarvilikud needki juures resultandid olid näidatud tabelist võivast polarisatsioonist, teon veel ühe tabeli, mis näitab täielikult, millistes määras selgeniini kogeldub polarisatsioon.



Joon. 7.

Juhtivuse möötmise pea eesmärgiks oli järelekatstada, kas on õlisi võimalik kasutada elektrotehnikas isolatsioonilidena, näit. transformatorites ja voolukatkestajates. Teiseks olid need andmed, nagu ülalpool juba nägime veel tarvilikud DK arvutamise juures. Et näha, kui võrd tarvitatud meetodi juures resultaadid olenevad tekkida võivast polarisatsioonist, toon veel ühe katse andmed täielikult, millistes kõige selgemini peegeldub polar. mõju.

Frakts. №4, seeria II.

Tabel №8.

$h = ? = 2,00 \text{ mm}$

E	$s_1$	$s_2$	$\bar{s}$	R
5,00	81	80	80	$3,63 \cdot 10^6$
7,50	122	122	122	3,62
10,00	163	163	163	3,61
12,00	196	196	196	3,60
25,00	407	411	409	3,59
				$3,61 \cdot 10^6$

$\frac{\pi}{2} = 1,57$   
 $\frac{\pi}{4} = 0,785$

Eritakistus:  $\frac{\rho}{l} = \frac{\rho}{l \cdot r} = \frac{313,3}{0,20} \cdot 3,61 \cdot 10^6 = 0,566 \cdot 10^{10}$

Erijuhtivus:  $\lambda = \frac{1}{\rho} = 1,77 \cdot 10^{-10}$

Nagu tabelist näha, väheneb pinge suurendamisel 5 kordseks takistus ainult pisut üle 1%, nii et polarisatsiooni mõju, milline suuremate pingede korral nullile lähineb, siin lubatav on kõrvale jätta.

Samal kujul on arvatatud ka kõigil teistel juhustel tabelis №9 esitatud arvud. Ainult mõnel juhusel on suurema takistuse korral möötmispiirkonda laiendatud kuni 40-ne voldini.

Tabel №9.

№	I. seeria		II. seeria		III. seeria	
	$\beta \cdot 10^{-10}$	$\lambda \cdot 10^{10}$	$\beta \cdot 10^{-10}$	$\lambda \cdot 10^{10}$	$\beta \cdot 10^{-10}$	$\lambda \cdot 10^{10}$
I	0,949	1,053	0,653	1,530	0,676	1,478
2	1,290	0,775	0,734	1,362	0,786	1,271
3	1,470	0,680	1,192	0,839	1,178	0,849
4	0,674	1,482	0,566	1,767	0,656	1,523
5	0,396	2,523	0,380	2,635	0,387	2,582
6	0,256	3,905	0,251	3,979	0,260	3,843
7	0,750	1,333	0,356	2,808	0,328	3,049
8	1,080	0,926	0,665	1,503	0,638	1,565
9	0,723	1,381	0,525	1,904	0,557	1,793

*min.*  
*max.*

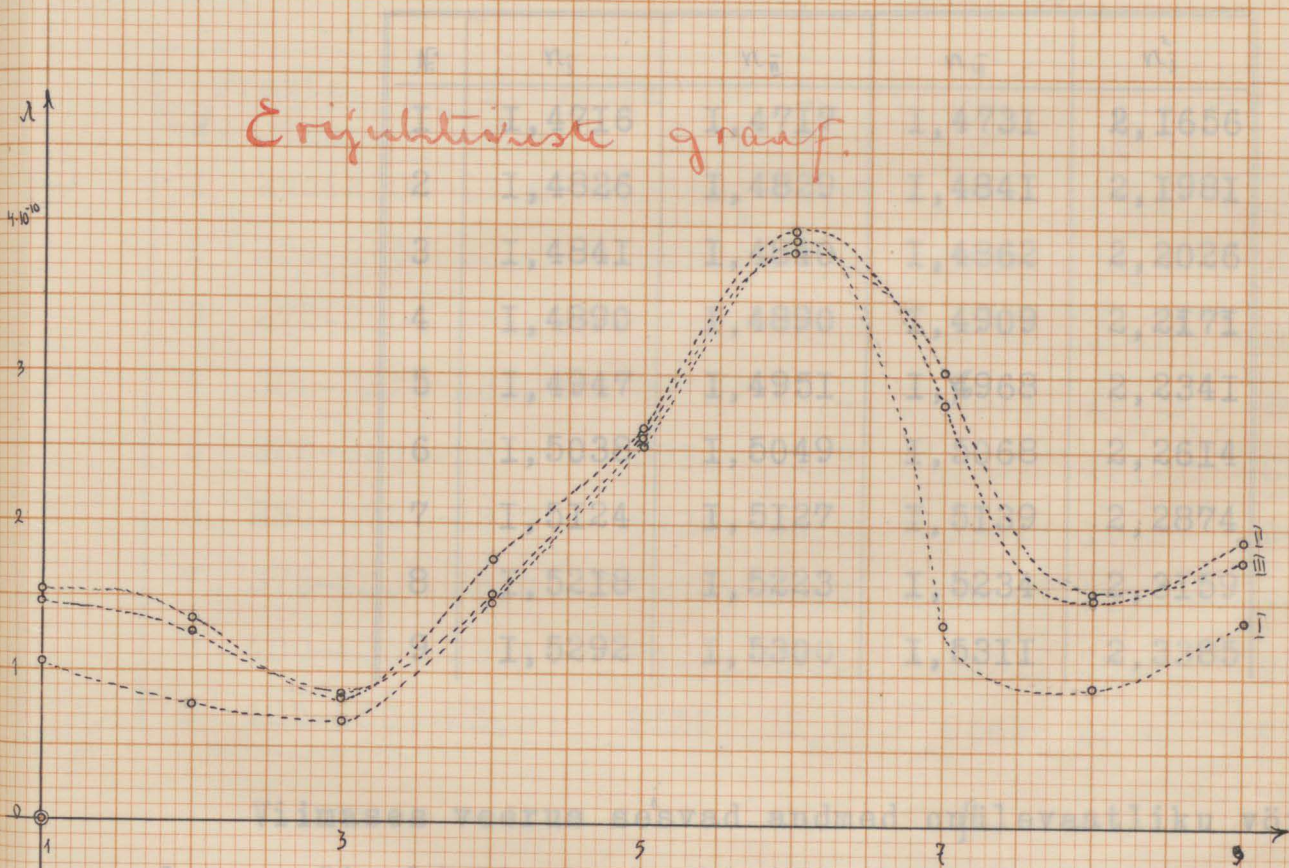
Graafiliselt on erijuhtivus kujutatud joonisel 8.

Sellest tabelist on näha, et põlevkivi olid korraliku raffineeritult oma isolatsioonivõime poolest tehnikas tarvitamiseks kõlbulikud on, kui ainult teised omadused, nimelt madal leekpunkt ja pigistumine õhuga kokkupuutumisel, takistusi ei tee.

Kõrgsageduslised ja kauglained refraktsiooni  
 abil järgmised suurused, millest igalis on rea vast-  
 luste keskmine.

Tabel N°10.

*Erijuhete graaf.*



Joon. 8.

Murdumisnäitaja  $n$  jaoks leidsin refraktomeetri abil järgmised suurused, millised igaüks on rea vaatluste keskmine:

Tabel №10.

№	$n_I$	$n_{II}$	$n_{III}$	$n_I^2$
1	1,4716	1,4717	1,4731	2,1656
2	1,4826	1,4829	1,4841	2,1981
3	1,4841	1,4840	1,4862	2,2026
4	1,4890	1,4890	1,4909	2,2171
5	1,4947	1,4951	1,4968	2,2341
6	1,5038	1,5049	1,5068	2,2614
7	1,5124	1,5127	1,5139	2,2874
8	1,5218	1,5223	1,5234	2,3159
9	1,5292	1,5300	1,5311	2,3385

Viimases veerus sešvad andmed on ülemaatliku võrdluse võimaldamiseks kujutatud ühes DK-ga joonisel 7.

Erikaaludeks sain Mohr-Westphal kaalude abil alamal seisvad andmed, mis kujutatud joon, 9. Iga arv on keskmine viiest mõõtmisest.

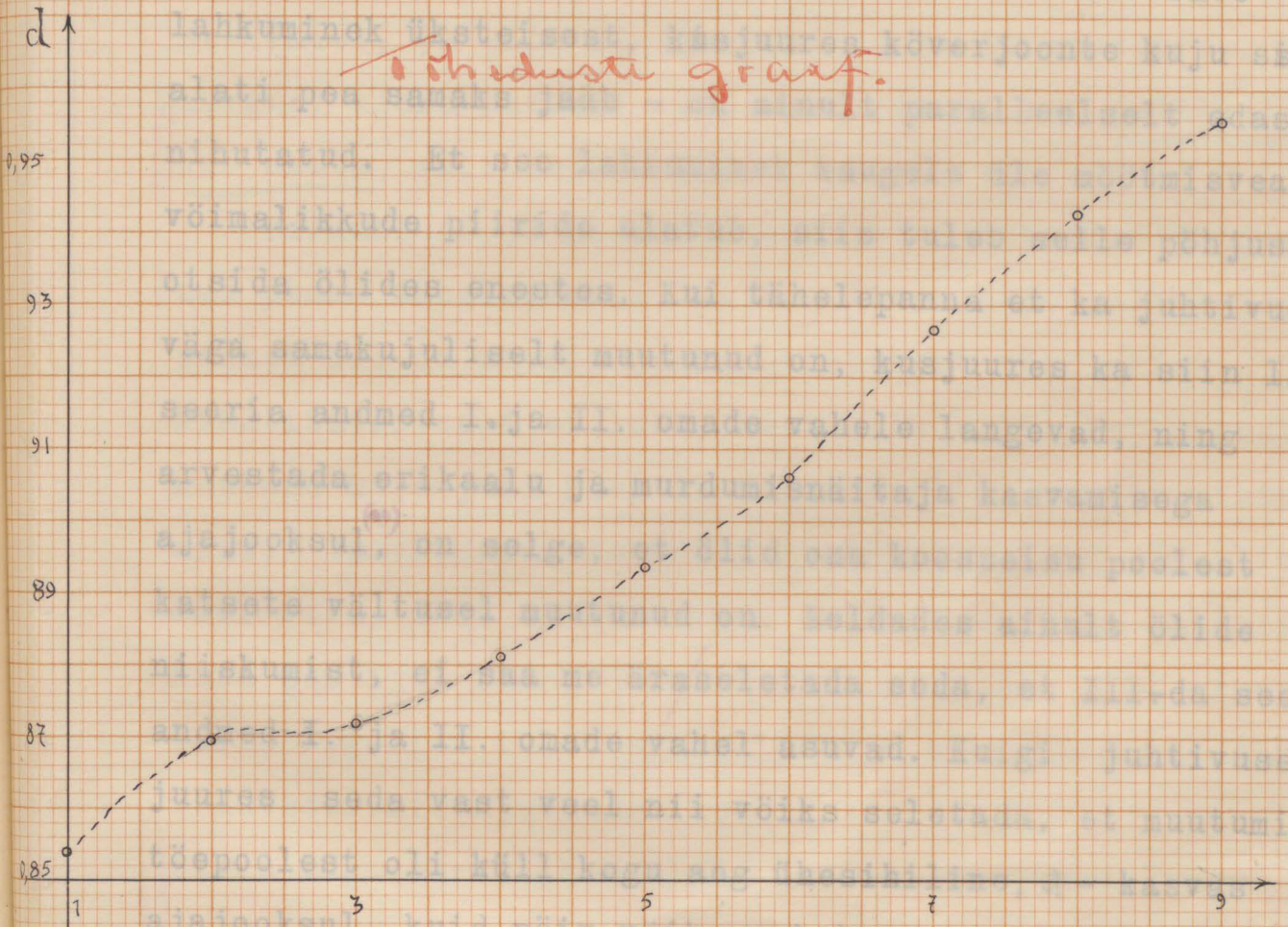
Tabel №II.

Frakts.		I. seeria		II. seeria		III. seeria	
N <sup>o</sup>	temp.	t <sup>o</sup>	d	t <sup>o</sup>	d	t <sup>o</sup>	d
I	kuni 250 <sup>o</sup>	22,5	0,8538	22,9	0,8541	19,5	0,8569
2	250-275	22,3	8698	24,0	8691	18,9	8725
3	275-300	23,2	8722	23,3	8720	18,8	8753
4	300-325	23,0	8815	23,2	8814	19,1 <sup>n</sup>	8844
5	325-350	23,3	8933	22,3	8937	19,5	8967
6	350-375	23,3	9130	22,3	9127	19,2	9147
7	375-400	23,0	9274	22,9	9260	21,0	9280
8	400-425	23,4	9423	22,5	9431	20,0	9448
9	425-450	23,3	9559	22,2	9563	20,0	9582

Järelused.

Vaadeldes lähemalt joon. 7, paistab kohe silma peale f joone väga korrapäratu käigu veel võrdlemisel suur üksikutele katseeriitide vastavate kõverate lähkumiseks. Kõige suurem kõverjõuete kaju näib alati pea samaks jääda, mis näitab, et katseeriitide võimalikkude piiride vahel, mis tuleb võtta arvesse, on üsna vähe erinevusi. Kui lähtuda sellest, et ka juhtivuse väga samantüüpi muutused on, kusjuures ka nii I. ja II. seeria andmed I. ja II. omade vahel langevad, ning arvestada erikaalu ja mürdumääritaja kaarvõimega ajajooksul, on selge, et kõik need katseeriitide poolt katsete vältel tekkinud on seeläbi, et katseeriitide niiskusest, mis on neis eriti suurel määral, et liituda seeria andmed I. ja II. omade vahel asuvad. Kõigi juhtivuse juures seda vast veel nii võiks oletada, et muutumine tõe poolest oli küll kogu aja jooksul sama, mis näitab ajajooksul, kuid nii väike kaharvõime erinevus seerias on tingitud temperatuurist, millele III. seeria mõõtmise ajal 3,5° andis, mis tekitab juhtivuse, mis ei ole ja väikese temperatuuri langusega ongi seletada ka teinud suurenenud, seda enam et põlevkivi liidul, nende suuri viitavate alusest

• Ohuduste graaf.



Joon. 9.

(\*) ...

Järeldused.

Vaadeldes lähemalt joon.7, paistab kohe silma peale  $\xi$  joone väga korrapäratu käigu veel võrdlemisi suur üksikutele katseseeriatele vastavate kõverate lahkuminek üksteisest, kusjuures kõverjoonte kuju siski alati pea samaks jääb - on ainult paralleelselt edasi nihutatud. Et see lahkuminek kaugele üle möötmissvea võimalikkude piiride ulatub, siis tuleb selle põhjust otsida ölides enestes. Kui tähelepanna et ka juhtivus väga samakujuliselt muutunud on, kusjuures ka siin III. seeria andmed I. ja II. omade vahele langevad, ning arvestada erikaalu ja murdumisnäitaja kasvamisega ajajooksul<sup>(\*)</sup>, on selge, et ölid oma koosseisu poolest katsete vältusel muutunud on. Eeldades ainult ölide niiskumist, ei saa me äraseletada seda, et III-da seeria andmed I. ja II. omade vahel asuvad. Kuigi juhtivuse juures seda vast veel nii võiks seletada, et muutumine tööpoolest oli küll kogu aeg ühesihiline,  $\lambda$  - kasvas ajajooksul, kuid näiv väike kahanemine viimases seerias on tingitud temperatuurist, milline III-da seeria möötmissvea ajal oli umb.  $3,5^\circ$  madalam, kui teistel juhustel, siis ei saa ju väikese temperatuuri langusega ometi seletada DK tuntavat suurenemist, seda enam et põlevkivi ölidel, nende suurt viskossuse olenevust

(\*) mis suure kasvamine aega on mõistatav, vastandina  $E, \lambda$  muutmistele.

temperatuurist arvesse võttes, lhk. II näidatud põhjustel oodata on koguni positiivset DK temper. koeffitsienti. Näib, et ölid uurimise aja kestvusel oma muutumises on jõudnud kohani, kus DK on minimum, milleni jõudmiseks ära kulub 40 päeva seismist pimedas kohas peale raffineerimist, ja siit edasi sünnib juba DK kasvamine.

Huvitav oleks sarnast muutumist pikema aja (vähemalt ühe aasta) vältusel uurida.

Erikaalude ja murdumisnäitajate muutumise jälgimisel peame tähelepanema, et tabelites N<sup>o</sup>10 ja II toodud andmed III-da seeria jaoks otsekohest võrdlemist kvantitatiivselt ei luba, sest siin võib temperatuuri muutuse mõju juba kaugelt ületada ölide eneste muutumise. Vaatlusandmete redutseerimist polnud võimalik läbi viia, sest ei ole teada olenevused temperatuurist. Kuna pea igal edaspidisel uurimisel samal alal ikkagi jälle tegemist tuleb erikaalude ja murdumisnäitajate redutseerimisvajadusega teatud temperatuurile, siis oleks väga tarvilik selleks erilisi uurimusi korraldada.

Teiseks asjaoluks, mis joon. 7-9 silma paistab, on see, et kõigil köveratel nende korrapäratused üksteisele enamvähem vastavad on. Köverjoonte korrapäratuse üheks põhjuseks võib pidada seda, et kõik öli fraktsioonid ükshaaval puhastatud said, ja mitte üheskoos

enne fraktsioneerimist. Teiseks põhjuseks on mitte  
ühesuurused ajavadhed üksikute katsete vahel, millede  
jooksul oli igakord isepalju muutuda suutis

Niipalju võib siiski näha, et fraktsioonidel 300<sup>0</sup> lähe-  
duses DK kõige väiksem on, kuna kõrgemate juures  
kiiresti, ja madalamate juures vähe suureneb. Kuna  
murdumisnäitaja kogu aeg pea ühtlaselt kasvab, siis  
peab oletama, et meil madalamate fraktsioonide juures

DK möötnispiirkonnas tegemist on dielektriliste  
anomaaliatega.

2. On arvaliselt

N 9: püroaktiivne: vabandus — kütte küttevõim

raalõli üksiks fraktsioonid: kütte ja dielektri

1.0: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

1.1: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

1.2: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

1.3: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

1.4: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

1.5: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

1.6: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

1.7: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

1.8: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

1.9: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.0: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.1: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.2: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.3: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.4: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.5: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.6: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.7: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.8: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

2.9: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.0: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.1: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.2: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.3: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.4: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.5: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.6: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.7: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.8: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

3.9: küttevõim: küttevõim / dot küttevõim: küttevõim

A. Teoretilised kaalutused <sup>PK</sup> reaktiivide arvade.

Vihje positiivse PK temperatuuri keef. altsuures viirusele seltuurest  
temperatuurist. — kompositsioonilt: asatü 4 x 2 segan 6 {.

Lehekülgedel 2 järgede numbrid!

DK määramise meetodid: kompositsioonilt — tekst pole rühmitatud  
2 osa vartavalt leitud meetodile; sa-  
miti puiduval ysisikute osade alayh-  
mitest jastu määrid - numbrid.  
Sisuliselt - rahuldav.

Silla meetodi teooria — rahuldav.

Apparaatide kirjeldus —

proovime: sisuliselt rahuldav.

Kõvalised määramised: rahuldav.

Möödetud hüd — rahuldav: authority: PK.

Määramised: kütte- andmed Tab. 1. juurel puidulind { C<sub>1</sub>.

Tabeli 3 puhul on tegemist kondensatsiooniga<sup>C<sub>2</sub></sup>, mille kestus  
kaugus on 80 mm. Tabeli № 4 puhul, mis  
paranduse ehmise tabelis antud arvudest peab  
andma on asetatud teistest kondensoo-  
ri puhul, mille kestus kaugus on 200 mm<sup>C<sub>2</sub></sup>  $\Delta$   
parandusega tasustatud!

## K o k k u v ö t e .

Käesoleva töö kokkuvõtteks on tarvitatud järgmist kirjandust:

Käesoleva töö tagajärjed võib lühidalt kokkuvõtta järgmiselt:

A. Teoreetilisel: Positiivne temperatuurkoeffitsient DK jaoks on viskossuse muutumise tagajärg.

B. Katseliselt:

1. On näidatud, et teatavatel juhustel ka väga lihtsate abinõudega on võimalik küllaldase täpsusega määrata DK.

2. On arvuliselt leitud Kohtla põlevkivi neutraalöli üheksa fraktsiooni jaoks a) dielektri jääv, b) juhtivus, c) erikaal, d) murdumisnäitaja.

3. Oma isolatsioonivõime poolest on Kohtla põlevkivi neutraalölid kõlbulikud tehnikas isoleerölidena tarvitamiseks.

4. Põlevkivi neutraalölid, mis küllastamata ühendeid sisaldavad, muutuvad suuresti dielektriliste omaduste poolest ajajooksul.

5. Põlevkivi neutraalölide DK omab ölide 40 päevalise seismise järel peale nende valmistamist minimaalse väärtuse.

Käesoleva töö kokkuseadmisel on tarvitatud järgmist kirjandust:

1. E. Schrödinger. Handb. d. Elektr. u. d. Magnetismus von Graetz. Bd. I. 157. 1918.
2. E. Schweidler. ibid.
3. P. Drude. Zs. f. phys. Ch. 23, 267, 1897.
4. W. Nernst. Zs. f. phys. Ch. 14, 622, 1894.
5. P. Debye. Phys. Zs. 13, 97, 1922.
6. R. Gans, Ann. d. Phys. 64, 481, 1921.
7. - " - u. H. Isnardi, Zs. f. Phys. 9, 153, 1922.
8. S. Boguslavski, Phys. Zs, 15, 283, 1914.
9. R. Lundblad, Zs. f. Phys. 5, 349, 1921.
10. S. Ratnovski. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 499, 1913.
11. J. Herweg, - " - 21, 572, 1919.
12. C. T. Zahn. Phys. Rev. 24, 400, 1924.
13. P. Lertes. Zsf. Phys. 5, 257, 1921.
14. Luise Lange, Zs. f. Phys. 33, 169, 1925.
15. L. Ebert, Zs. f. Phys. Chm. 14, 430, 1925.
16. R. Fürth, Ann. 70, 63, 1923.
17. A. B. Bryan. Phys. Rev. 22, 399, 1923.
18. Hector J. MacLeodn Phys. Rev. 21, 53, 1923.
19. Louise S. Mc Dowell, Phys. Rev. 22, 507, 1924.
20. R. Fürth, Zs. f. Phys. 22, 98, 1924.
21. J. Herweg, Zs. f. Phys. 3, 35, 1920.
22. - " - - " - 8, 1, 1921.
23. - " " - - " - 16, 23, 1923.

25. W. Graffunder, Ann. 70, 225, 1925
24. Ch. Franke, Ann. 77, 159, 1925.
26. H. Barkhausen u. K. Kurz, Phys. Zs. 21, I, 1920.
27. H. Zahn, Zs. f. Phys. 31, 362, 1925.
28. M. Wien, Wied. Ann. 44, 689, 1981.
29. A. Oberbeck, Wied. Ann. 17, 820, 1882.
30. E. H. L. Meyer, Ann. 75, 801, 1924.
31. O. Blüh, Phys. Zs. 226, 1926.
32. M. Born, Zs. f. Phys. 1, 221, 1920.
33. P. Debye, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 777, 1913.
34. H. Isnardi, Zs. f. Phys. 9, 153, 1922.
35. U. Meyer, Verh. d. D. Phys. Ges. 19, 139, 1917.
36. J. Zennek, Lehrb. der drahtlosen Telegr. 1925.
37. S. Mikola, Zs. f. Phys. 32, 476, 1925.
38. M. Grützmacher, Zs. f. Phys. 28, 342, 1924.
39. Lili Kockel, Ann. 77, 417, 1925.

---

1. huginine 4-11-26.  
2. " 17-11-26.

Auhinnaflo  
4  
473486