

Eksperimentālā

F i z i k a

Fr. Gulbis

Latvijas Universitātes fizikas docents.

Otrais sējums.

Elektrība. Magnetisms. Atombūve.

Ar 342 zīmējumiem tekstā.



Rigā, 1925.

Latv. Universitātes Stud. Padomes Grāmatnīcas izdevums.



F. Vituma grāmatu spiestuve, Rīgā, Matīsa ielā 57.

Priekšvārds.

Nodomats bija šinī sējumā, kopā ar Elektribu un Magnetismu ievietot arī Optiku, kuŗa neietilpa pirmā sējumā. Bet arī šoreiz bija jādod mesli apstākļiem un viņai jarezervē nākošais, trešais sējums. Kā pirmais no šiem apstākļiem minams tas, ka arī bez optikas šis sējums ir stipri plašs. Un tā kā optiskais materials pēdejos gados ir sasniedzis milzīgus apmērus, tad ar viņu vēl šo sējumu apgrūtināt būtu bijis neparocīgi.

Kā šī sējuma īpatnība būtu atzīmejams tas, ka viņā viscauri uzsvērta elektrības substancionelā un atomistiskā daba. Ar to ir gribēts izteikt mūsu moderno ieskatu par elektribu un fiziku vispārī. Tapēc arī nodalījumam par elektrības plūsmu gazēs ir dots plašums un pēdejs nodalījums veltīts atomfizikai.

Arī elektrības tehniskai pielietošanai ir daudz materiala veltīts, gan tikai pirmā kārtā šis pielietošanas principus uzsverot. Diezgan plaši apskatīti radiotelegrafa un telefona fizikalie pamati.

Kā pirmais, tā arī šis sējums pirmā kārtā domāts studējošiem kā palīgs lekcijās. Tapēc arī viņā nav tikai fakti atrodami, bet arī dota šos faktus aptveroša kopeja doma, kas viņus apvieno veselā pasaules uzskatā. Šāda plaša pasaules uzskata izkopšana ir viens no galveniem — ja ne pats galvenais — fizikas studešanas mērķiem.

Manuskripta pārrakstīšanā man daudz bija izpalīdzīga stud. O. Garut jkdze, par ko tai liels paldies. Tāpat paldies stud. E. R. Gulbja kgm par palīdzību korekturās un pie reģistra sastādīšanas.

Valodas un terminoloģijas ziņā arī šinī sējumā daudz kas labojams. Bet tas nav viena cilvēka darbs.

Lessing's saka, ka grāmatas priekšvārdā jābūt viņas izcelšanās vēsturei. Tādā gadījumā atzīmejami ne tikai viņai labvēlīgie, bet arī nelabvēlīgie apstākļi. Pie pēdejiem pieder mans apm. gadu atpakaļ Kulturas Fondam iesniegtais lūgums pēc maza pabalsta, lai ar viņu paātrinātu manuskripta sakārtošanu un zīmejumu izgatavošanu. Šo lūgumu K. Fonds noraidīja.

Arī šoreiz lielais paldies izdevejiem — U. St. Pad. Grāmatnīcas vadītājiem par man doto rīcības brīvību pie grāmatas iespiešanas.

Fr. Gulbis.

Rīgā, novembrī, 1924.

Saturs.

Piektā nodaļa.

Elektrība.

Elektrostatikas pamatjēdzieni.

	Lap. p.
§ 184. Ievads	1
§ 185. Elektrizācija. Elektrība	2
§ 186. Pozitīvā un negatīvā elektrība	3
§ 187. Vadītāji un izolatori	6
§ 188. Elektroskopi	7
§ 189. Elektrostatiskā indukcija	8
§ 190. Elektrības hipoteze	10
§ 191. Coulomb' a likums. Elektrības daudzuma vienības	11
§ 192. Elektriskais lauks. Spēka līnijas	14
§ 193. Elektriskais lādiņš elektriskā laukā	16
§ 194. Potencials	19
§ 195. Potencials un spēka līnijas	23
§ 196. Elektriskais lauks metālos. Faraday' a eksperiments	25
§ 197. Elektrība uz metāliem. Virsmas blīvums	28
§ 198. Smailumu iespaids. Dzirkstele	30
§ 199. Konduktora potenciāls. Kapacitāte	34
§ 200. Kapacitātes fizikālā nozīme. Kondensators	36
§ 201. Praktiskie kondensatori. Savienojumi	39
§ 202. Dielektrika iespaids uz kapacitāti. Dielektriskā konstante	43
§ 203. Dielektriķis elektriskā laukā. Dielektrika polarizācija	47
§ 204. Dielektriskā izturība. Dielektriskā pēdārbība. Histereze	51
§ 205. Elektriskā lauka enerģija	54
§ 206. Kapacitātes mērīšana un salīdzināšana. Dielektriskās konstantes mērīšana	57
§ 207. Elektrometri. Kvadrantelektrometrs	60
§ 208. Elektrofors. Elektriskās mašīnas	65
§ 209. Piroelektrība	68
§ 210. Pjezoelektrība	70

§ 211.	Volta efekts. Kontakta potencialu diference . . .	71
§ 212.	Kontakta potenciāls šķidrums	74

Elektrisaās strāvas likumi.

§ 213.	Elektriskā strāva. Definīcijas	76
§ 214.	Strāvas magnetiskais lauks. Galvanometrs	79
§ 215.	Ohm'a likums. Oms	80
§ 216.	Pretestība. Vadītspēja	82
§ 217.	Potenciala kritums vadā. Potenciometrs	84
§ 218.	Pretestības atkarība no temperatūras	87
§ 219.	Spiediena iespaids. Kausejumi. Elektriskā un siltuma vadītspēja	89
§ 220.	Strāvas sazarošanās. Kirchoff'a likumi	92
§ 221.	Šants. Vadu savienošana	94
§ 222.	Wheatstone'a tilts	96
§ 223.	Pretestību mērošana	99
§ 224.	Galvanometra pretestība	101
§ 225.	Baterijas (elementa) pretestība. Elektrodzīņu spēku salīdzināšana	103
§ 226.	Pretestību etaloni. Reostati	105
§ 227.	Strāvas enerģija. Joule'a siltums	107
§ 228.	Joule'a siltuma izlietošana. Elektriskā apgaismošana	110
§ 229.	Elektriskais loks. Aizsargi	111

Termoelektriskās parādības.

§ 230.	Termoelektrība. Seebeck'a rinda	113
§ 231.	Termoelektrodzīņa spēka atkarība no temperatūras. Termoel. diagrama	115
§ 232.	Termoelements. Radiomikrometrs	118
§ 233.	Peltier efekts	120
§ 234.	Thomson'a efekts. Benedicks'a efekts	122

Stacionarais magnetiskais lauks.

§ 235.	Dabiskie un mākslīgie magnēti. Magnetiskā indukcija	123
§ 236.	Poli. Magnētu savstarpējā darbība	126
§ 237.	Coulomb'a likums	128

§ 238.	Magnetiskais lauks. Intensitāte. Spēka līnijas	130
§ 239.	Magnetiskā lauka potenciāls	135
§ 240.	Magnetometrs	138
§ 241.	Zemes magnetiskais lauks. Horizontālā komponente	140

Elektromagnetisms.

§ 242.	Strāvas magnetiskais lauks. Ampère'a likums	145
§ 243.	Rotācija magnetiskā laukā	146
§ 244.	Biot-Savart'a likums	148
§ 245.	Riņķa strāvas. Solenoids	150
§ 246.	Riņķa strāvas un magnēta ekvivalence. Magnetiskais potenciāls	153
§ 247.	Tangens-galvanometrs	156
§ 248.	Iekārto magnētu galvanometri	159
§ 249.	Elektrostatiskā un elektromagnetiskā mēru sistēma	162
§ 250.	Strāvas vads magnetiskā laukā. Fleming'a kreisās rokas likums	165
§ 251.	Grozāmo spoju instrumenti. Stīgas galvanometrs	168
§ 252.	Balistiskais galvanometrs	172
§ 253.	Divu strāvu savstarpējās darbības. Elektrodinamometrs	175
§ 254.	Hall'a efekts. Konvekcijas strāvas	178

Vielas magnetiskās īpašības.

§ 255.	Vielas magnetizācija. Susceptibilitāte	181
§ 256.	Magnetiskā indukcija. Permeabilitāte	184
§ 257.	Paramagnetisms. Diamagnetisms. Metodes	188
§ 258.	Feromagnetisms. Histēze	192
§ 259.	Magnetisma teorija. Magnetons	196
§ 260.	Magnetiskā ķēde. Elektromagnēts	200
§ 261.	Elektromagnēta pielietojumi. Līdzstrāvas motors. Skaitītājs	204
§ 262.	Elektromagnetisma tālākie pielietojumi. Telegrāfs	210

Mainus-magnetiskais lauks. (Indukcija).

§ 263.	Indukcija noslēgtos vados	214
§ 261.	Lenz'a un Fleming'a likumi	217
§ 265.	Inducētais <i>el. dz.</i> spēks. Inklinometrs	220

§ 266.	Pašindukcija. Ekstra-strāvas	224
§ 267.	Savstarpejā indukcija. Indukcijas koeficientu mērošana	228
§ 268.	Foucault strāvas. Arago eksperiments	231
§ 269.	Enerģijas pārvērtības indukcijā. Transformators. Enerģijas inerce	234
§ 270.	Induktors	239
§ 271.	Telefons. Mikrofons	243
§ 272.	Mainstrāva	245
§ 273.	Pašindukcija un kapacitāte mainstrāvas ķēdē	249
§ 274.	Elektriskās strāvas generatori. Līdzstrāvas dinamomašīnas	255
§ 275.	Mainstrāvas dinamomašīnas. Transformators	259
§ 276.	Fazu strāvas. Rotācijas lauks. Mainstrāvas motors	263
	Elektromagnetiskās occilācijas un viļņi.	
§ 277.	Elektromagnetiskais lauks. Maxwell'a teorija	266
§ 278.	Elektriskās oscillācijas. Thomson'a formula	269
§ 279.	Elektriskā dzirkstele. Feddersen'a eksperimenti	272
§ 280.	Noslēgts vibrators. Saistītas oscillācijas	274
§ 281.	Elektriskā rezonance. Rezonance spolēs	278
§ 282.	Tesla transformators. Tesla strāvas	283
§ 283.	Viļņi drātīs. Stāvviļņi	285
§ 284.	Viļņu izplatīšanās ātrums. Dielektriskās konstantes mērošana	290
§ 285.	Viļņi telpā. Enerģijas plūsma	293
§ 286.	Viļņu detektori	297
§ 287.	Hertz'a eksperimenti	300
§ 288.	Bezdrāts signalizācija. Telegrāfs	305
§ 289.	Nedziestoši viļņi	308
§ 290.	Radiotelefons	311

Elektrolīze.

§ 291.	Elektrolīzes pamatparādības	312
§ 292.	Faraday'a likumi. Elektroķīmiskais ekvivalents	315
§ 293.	Kulometrs	317
§ 294.	Elektrolītiskā disociācijas teorija	319
§ 295.	Disociācija un osmotiskais spiediens. Disociācijas pakāpe	322
§ 296.	Ionu migrācija (ceļošana)	325

§ 297.	Ionu ātrumi	328
§ 298.	Elektrolītu vadītspēja	330
§ 299.	Elektrolītiskā polarizācija	332
§ 300.	Akumulatori	335
§ 301.	Elektrokapilārās parādības. Kapilārais elektrometrs	338
§ 302.	Voltaisko elementu teorija. Normālelements	340

Elektriskā strāva gazēs.

§ 303.	Gazu vadītspēja dabiskā stāvoklī	344
§ 304.	Apstākļi, kušos gāzes top elektrības vadītājas	345
§ 305.	Gazu ioni	346
§ 306.	Ionizācija un rekombinācija	348
§ 307.	Sātstrāva	350
§ 308.	Ionu difūzija. Ātrums elektriskā laukā	353
§ 309.	Ioni kā kondensācijas centri	355
§ 310.	Ionu lādiņi	359
§ 311.	Triecienu ionizācija	360
§ 312.	Ionizācija ap smailumiem. Dzirkstele	362
§ 313.	Elektriskā strāva elektriskās gāzēs	364
§ 314.	Katodstari	368
§ 315.	Katodstari kā elektronu plūsma	371
§ 316.	Kanalstari. Anodstari. Katoda izputešana	376
§ 317.	Liesmu ioni	380
§ 318.	Termioni. Richardson'a efekts.	381
§ 319.	Metālu elektronu teorija	384
§ 320.	Termoelektronu pielietojumi. Kenotrons. Audions	388
§ 321.	X-stari	391
§ 322.	Fotoelektriskais efekts. Fotoelektroni	394
§ 323.	Ionizācija un ionizācijas potenciāls. Rezonances potenciāls	396
§ 324.	Atmosferas elektrība	399

Radioaktivitāte. Atombūve-

§ 325.	Materija un elektrība. Radioaktivitāte.	401
§ 326.	Aktīvo vielu radiācijas. α -stari	403
§ 327.	β -stari. γ -stari	407
§ 328.	Elementu periodiskā sistēma	411
§ 329.	Radioaktīvās transformācijas. Konstantes	414

	Lap. p.
§ 330. Aktivās vielas periodiskā sistemā. Izotopi	420
§ 331. Atoma modelis. Rutherford'a hipoteze	425
§ 332. Atomu mākslīga desintegrācija	429
Reģistrs	433
Svarīgākās drukas kļūdas	447

Aizņemtie zīmejumi.

No

- S. G. Starling**, Electr. & Magnetism, 1920. Longman's C^o, London, zīm. 36, 60, 94, 100.a, 111, 131, 174, 176, 185, 187, 219, 263, 269, 304, 306.
- E. Grimsehl**, Lehrb. d. Phys, 1923, Teubner, 9, 10, 90, 114, 160, 166, 167, 199, 234, 235, 243, 250, 270, 319, 330.
- Müller-Pouillet**, Lehrb. d. Phys, u. Meteorol., Vieweg, 28, 29, 101, 106, 132, 135, 148, 153, 168, 170, 172, 178, 184, 199, 220, 244, 251—253, 271, 272, 296, 314—316.
- M. Siegbahn**, Spektroskopie d. Röntgenstrahl., 1924. Spinger, zīm. 331, 332.
- H. Ebert**, Lehrb. d. Phys, 1920, W de Gruyter, zīm. 13, 14, 120—124.
- W. Watson**, Text-book of Phys, 1920, Longman's C^o, zīm. 125.
- F. W. Aston**, Isotopes, Bell's C^o, London, zīm. 324, 339.
- Hevesy & Paneth**, Lehrb. d. Radioaktivität, 1923, J. A. Barth, zīm. 337, 338, 340, 341.
- Hartmann & Braun'a** katalogs, zīm. 87, 104. 190.
- W. G. Pye** C^o, Cambridge, katalogs, zīm. 165. 208.
- Max Kohl**, katalogs, zīm. 191, 196, 197.

Piektā nodaļa.

Elektrība.

Elektrostatikas pamatjēdzieni.

§ 184. Ievads. Šīs grāmatas pirmā sējumā bija runa par dažām vielas īpašībām un ar viņām saistītām dabas parādībām. Kā vispilgtākā no tām minama gravitācija, kuņas dēļ katrs vielas gabals ir noteiktu un raksturīgu Ņutona spēku centrs. Mehānika un astronomija dod liecību par to lielo parādību dažādību, kuņas saistas ar gravitāciju. Ari molekularās fizikas parādības te var ietilpināt, jo molekulu (un varbūt arī atomu) savstarpejās atrakcijas, vismaz pirmā tuvinājumā, ir gravitācijas spēkiem līdzīgas. Tāpat arī siltuma parādībās daudzām tīri mehāniskām atrakcijām un repulsijām ir loma.

Bet vielas īpašību skaits ar to vēl nebūt nav izsmelts. Bez šīm, tā sakot mehāniskām īpašībām vielai paliek vēl liels (un mums vēl nezināms) daudzums citu, ne mazāk dažādīgu, interesantu un praktiski svarīgu. Gan varbūt parastos apstākļos viņas nav tik vienkārši novērojamas un pētāmas, jo daudzu to uztveršanai mums trūkst dabisko un pat mākslīgo jūteklju (aparātu). Bet zinātniskās pētniecības meto- dem attīstoties un izsmalcinoties, jo dienas jo jaunas vielas īpašības top mums pazīstamas.

Šīnī sējumā vispirmā kārtā iepazīsimies ar tām īpašībām un parādībām, kuņas saistas ar jau sen pazīstamo faktu, ka dažī ķermeņi, sevišķi šveķainie, piem., dzintars, laka, sērs, ebonīts, ja saberzēti ar spalvainu ādu vaj villainu drēbi, iegūst spēju mehāniski darboties uz savu apkārtni, piem., pievilkt sīkas skaidiņas, papīra gabaliņus etc. Tumsā viņus berzējot, ap tiem novērojamas dažas interesantas gaismas parādības; kad tuvinām tiem pirkstu, redzam lecam mazu dzirkstelīti un dzirdam sprakšķi. Tāpat šādu saberzētu ķermeņu tuvumā, sevišķi ja no viņiem vairākkārt ir dabūtas dzirksteles, nojaušama ozona smaka. Vajadzīgo terminoloģiju no grieķiskā dzintara nosaukuma („elektron“) atvasinot, saka ka ķermeņi, kam šādas īpašības, ir e l e k-

trizeti, ka viņiem piemīt elektriskas īpašības. Ar to ir domāts izteikt, ka šie sveķainie ķermeņi ir nonākuši jaunā stāvoklī, ieguvuši jaunas — elektriskas — īpašības, kādu agrāk viņiem nebija. Bet nu novērojami rāda, ka ne tikai sveķainie ķermeņi var iegūt elektriskās īpašības: arī kurš katrs dabas ķermenis attiecīgos apstākļos var elektrizēties. Tapēc elektriskais stāvoklis ir raksturīgs ne ķermeņiem, bet visai. Tā visai, blakus jau agrāk aplūkotām gravitācijas u. c. īpašībam, var būt arī elektriskas īpašības.

Vielas elektrisko īpašību dažādība, pareizāki to parādību dažādība, kuŗas saistas ar viņas elektrisko stāvokli, ir visai liela. Te pietiek minēt, ka viss mūsu tagadējās tehniskās dzīves galvenais pamats ir elektrotehnika. Kā būs rādīts vēlāk, arī magnetiskās vielas īpašības savā būtībā ir elektriskas, vismaz viņu cēlonis ir elektriskas dabas. Tad vēl daudz citas, piem., optiskās parādības ir elektrisku notikumu sekas. Pat vēl vairāk: savā kursā uz priekšu ejot mēs pamazām gūsim pārliecību, ka arī molekularie spēki ir elektriskas dabas un ka līdz ar to vielas (un fizikas) problems vispār top elektrisks problems. Tapēc elektrisko parādību studēšanai ir ne tikai liela praktiska, bet vēl jo vairāk teoretiska nozīme. Iedziļinoties viņās un tās izprotot, mēs pienākam galveno un visdziļāko fizikas jautājumu atrisinājumam tuvāki kā kaut kuŗā citā fizikas nozarē.

§ 185. Ķermeņu elektrizācija. Elektriķa. Berzešana gan ir visvienkāršākais, bet ne vienīgais ķermeņu elektrizēšanas ceļš. Kā redzesim vēlāk, ķermeņi var elektrizēties arī tieši un viegli saskaņoties. Elektrizācija rodas tā sakot pati no sevis jau elektrizētu ķermeņu tuvumā (§ 189.). Ķermeņi elektrizējas arī daudzos ķīmiskos procesos. Tā, piem., liesmu gāzes ir vairāk vaj mazāk elektrizētas. Ari gaisma un augsta temperatūra var būt par ķermeņu elektrizēšanās cēloni.

Kā jau minēts pag. §, ķermeņu elektriskais stāvoklis izteicas daudzās viņu īpašībās. Visredzamākā un tipiskākā no tām ir ķermeņa spēja darboties mehāniski kā uz neitraliem, tā citiem elektrizētiem ķermeņiem: elektrizēts ķermenis ir jaunu mehānisku spēku centrs, ap viņu ir jauns spēku lauks. Un raksturīgi nu ir tas, ka šīs īpašības ķermenis iegūst ne uz kādas agrākās savas īpašības rēķina, bet pilnīgi no jauna. Ne ķermeņa svārs, ne masa, ne citas viņa fizikalās pamatīpašības elektrizēšanas gadījumā, vismaz eksperimentāli jūtāmās robežās, nemainas. Tā tad te viela tiešām nonāk jaunā fizikalā stāvoklī.

Nepareizi būtu domāt, ka tie spēki, kuŗi rada elektrizēto ķermeņu mehānisko darbību, ir mehāniski arī savā būtībā. Te mehāniskā darbība ir elektrisko spēku darbības sekas. Mēs re-

dzesim vēlāk, ka patiesībā elektrizēti ķermeņi darbojas tikai uz elektrizētiem un ne neitraliem ķermeņiem. Ja novērojumi norāda uz pretējo, piem., uz to, ka ar vilnu saberzēts ebonīta stienis pievelk ne tikai elektrizētus, bet arī pilnīgi neitralus papīra gabaliņus, tad šā izskaidrojums meklējams nupat minētā faktā, ka katrs ķermenis, mūsu gadījumā katrs papīra gabaliņš, nonākdams elektrizēta ķermeņa (ebonīta stienī) tuvumā, pats elektrizējas. Tā tad elektrizācija izpaužas caur elektriskiem spēkiem. Bet tā tas gan ir būtībā. Ārēji turpretim viņi vienmēr parādas kā mehāniskas dabas spēki. Un tā kā viņi ir šiem pēdējiem (vaj otrādi) vienmēr proporcionāli, tad aprakstam varam lietot novērošanai un mērošanai vienīgi pieņemamos mehāniskos spēkus.

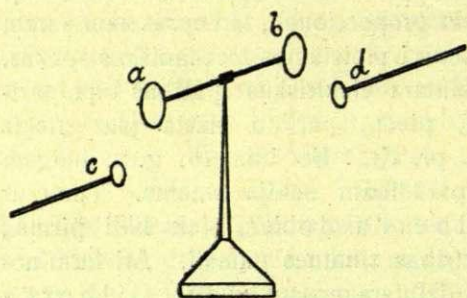
Saberzētu ķermeņu, īpaši dzintara elektriskās īpašības bija pazīstamas jau sirmā senatnē. Tā, piem., par to stāsta jau grieķis *Thales's* savos rakstos 600 g. pr. Kr. Bet līdz 16. g. s. beigām nekas arī vairāk par elektriskām parādībām nebija zināms. Tikai ar šīnī laikā publicētiem angļa *Gilbert'a* darbiem tiek likti pirmie, kaut arī vēl vājie grandiozās elektrības zinātnes pamati. Arī terminoloģijas atvasinājums no grieķiskā dzintara nosaukuma ir *Gilbert'a* darbs. Bet savu īsto un nepieredzēti straujo attīstību elektrisko parādību pētniecība sasniedz pag. gadusimteņa pirmā pusē, kad pie viņas problēmu atrisināšanas ķērās *Faraday's*. Modernais elektrisko parādību pētniecības ceļš ir *Faraday'a* iesāktās stīgas izkopums un turpinājums.

Elektriskajam vielas stāvoklim mēs iedomājamies kādu cēloni. Viegli ir saprotams, ka pats berzešanas process, t. i. tas, ko mēs gan saucam par „elektrizēšanu“, nav šī stāvokļa īstais cēlonis, bet gan tikai līdzeklis, caur kušu šis īstais cēlonis var parādīties. Mēs viņu saucam par elektrību, un sakām, ka ķermenis ir tapis elektrisks tapēc, ka viņā ir radies zināms daudzums elektrības. Kad ķermeņa elektriskās īpašības pazūd, mūsu izpratnē tas nozīmē, ka viņš ir savu elektrību zaudejis — elektrība no viņa ir aizgājusi vaj nonākusi tādā stāvoklī, ka uz ārieni savas īpašības un darbību nespēj parādīt. Ar to mēs elektrībai piešķirjam substāncielu esamību, domājam viņu kā substānci, patiesi eksistējošu. Kā redzesim vēlāk, tā ir vienīgā iespējamā koncepcija. Pat vēl vairāk, mēs redzesim, ka viņas substāncielā daba ir ne mazāk reāla, ja ne reālāka, kā materiālas daba.

§ 186. Pozitīvā un negatīvā elektrība. Ķermeņa elektrizācija var būt lielāka un mazāka. Par to mēs parasti spriežam pēc tā, cik stipri un no cik liela atstātuma viņš pievelk citus — brīvus vaj diegā iekārtus vieglus neitralus ķermeņus, piem., vieglus papīra, korķa un taml. gabaliņus. Jo stiprāki, resp. jo no lielāka atstātuma viņš tos pie-

velk, jo lielaku mēs domājam ta elektrizāciju. Tādā ceļā divu vaj vairāku ķermeņu elektrizācijas viegli arī kvantitatīvi salīdzināmas. Bet vaj viņas arī kvalitatīvi ir vienādas vaj dažādas, par to šādi novērojumi nekādus norādījumus nedod. Lai te varetu gūt kādu skaidrību, jāmeklē abu salīdzināmo ķermeņu iespaids uz kādu trešo, ja u iepriekš elektrizētu jeb kā saka elektriski lādētu ķermeni.

Šim nolūkam noder zīm. 1. attēlotais vienkāršais rīks, kuŗu var nosaukt par ripu elektroskopu.



Zīm. 1.
Ripu elektroskops.

Tieva, ap 30 cm gaŗa ebonīta vaj stikla stieņa galos piestiprinātas divi vienāda lieluma (caurmēra) un vienāda svāra ripas — viena *a* no stikla, otra *b* no ebonīta. Ripu plāksmas stāv vertikāli. Tādas pat ripas (stikla *c* un ebonīta *d*) iestiprinātas ebonīta kātos. Stienis savā viducī iekārts tievā diegā vaj, kā zīm. 1, uzlikts uz smailas adatas tā, ka viņš var brīvi grozīties horizontālā

plāksmā. Ja nu stikla ripu *a* sāberzē ar zīda auduma gabalu un tad viņai tuvina ar spalvainu ādu jeb villainu drēbi sāberztu ebonīta ripu *d*, abas ripas pievelkas. Ja, turpreti, ripai *a* tuvina ar zīdu sāberztu otru stikla ripu *c*, abas viņas atgrūžas viena no otras. Tā tad ar zīdu elektrizēts stikls un ar vilnu elektrizēts ebonīts uz vienu un to pašu elektrizētu ķermeni mehāniski darbojas gluži preteji: viens to atgrūž, otrs pievelk. Un nu novērojumi rāda, ka tas ir tā vienmēr, lai arī cik reizes mēs eksperimentu atkārtotu; no tā tad slēdzam, ka arī abu ripu *c* un *d* elektrizācijas savā būtībā ir pretejas.

To pašu atrodam, ja pētām ripu *c* un *d* iespaidu uz ebonīta ripu *b*. Ja viņai tuvina elektrizētu ebonītu, viņa bēg projām, ja elektrizētu stikla ripu — viņa pievelkas. Tā tad arī te ar zīdu berzēts stikls un ar vilnu berzēts ebonīts vienmēr elektrizējas diametrāli preteji, no ka spriežam, ka preteji pēc savas būtības ir viņu elektrizāciju cēloņi — to elektrības.

Aprādītā kārtā ar ripu elektroskopu rīkojoties, var izpētīt un salīdzināt jebkuŗu ķermeņu elektrizācijas. To darot ir atrasts, ka visus elektrizētos ķermeņus var iedalīt divās grupās: pie vienas pieder tie, kuŗi pievelk elektroskopa, ar zīdu sāberzto stikla ripu, pie otras tie, kuŗi pievelk ebonīta ripu. Ņemot vērā nupat sacīto, varam teikt, ka

pirmās grupas ķermeņi elektrizejas vienādi ar ebonitu (un sveķainām vielām vispārī), otrās grupas ķermeņi elektrizejas tāpat kā stikls. Citu kaut kādu elektrizāciju nav. Tā tad ir divas un tikai divas elektrizācijas un līdz ar to divas un tikai divas, pēc savas dabas pretejas elektrības.

Dažreiz šīs elektrības sauc par stikla elektrību un ebonīta elektrību. Tomēr biežāk vienu no tām apzīmē kā pozitīvo, otru kā negatīvo. Tā kā viņu mehāniskās darbības uz neitrālu ķermeni viena no otras ne ar ko neatšķiras, tad tas, kuŗu no tām nosaukt par pozitīvo, kuŗu par negatīvo — atkarājas no norunas. Vēsturiski ir iesakņojies stikla elektrības kā pozitīvās elektrības nosaukums; tā tad ebonīta, dzintara u. c. sveķu elektrība ir negatīva. Kā redzesim vēlāk, šī noruna ir visai neizdevīga modernā fizikā.

Dabūtos rezultātus kopā savēkot, varam sacīt: vienādi (piem., pozitīvi) elektrizēti ķermeņi atgrūžas, nevienādi elektrizēti (pozitīvi un negatīvi) — pievelkas, jeb, ņemot vērā to, ka šajās parādībās galvenais ir ne pats ķermenis, bet ta elektrība, kas patlaban uz ta atrodas, to varam izteikt: vienāda nosaukuma elektrības atgrūžas, nevienāda nosaukuma — pievelkas.

Zīm. 1. attēlotais elektroskops dod iespēju atrast un izpētīt vēl vienu svarīgu elektrostātikas faktu. Ja viņa vienai ripai, piem., a , kas sāberzeta ar zīdu, tuvina vienreiz stikla ripu c , otrreiz to zīda gabalu, ar kuŗu c ir elektrizēta, tad atrodam: kā c , tā zīds ir elektrizēti un elektrizēti preteji — c pozitīvi, zīds negatīvi. Līdzīgi tas ir ar ebonītu un ādu: ebonīts elektrizejas negatīvi, āda pozitīvi. Un tā tas ir visos gadījumos, kur vien kaut kādi divi ķermeņi berzedamies elektrizejas: elektrizejas viņi abi un preteji viens otram.

Parasti kāds noteiktu ķermeņu pāris, piem., zīds—stikls, ebonīts—vilna u. t. t., elektrizejas vienā un tanī pašā kārtībā: stikls pozitīvi, zīds negatīvi, ebonīts negatīvi, vilna pozitīvi. Uz ta pamata visus tos ķermeņus, kuŗu elektrizācija ir kaut cik ievērojama, mēdz rakstīt rindā tā, ka viņā iepriekš stāvošais ķermenis, berzēts ar tālakstāvošo, elektrizejas pozitīvi, nākošais — negatīvi. Šāda rinda (pēc Faraday'a), ir:

+ kaķa āda, stikls, vilna, koks, papīrs, ebonīts, zīds, šellaks —

Tad viņā ievērota arī elektrizācijas intensitāte: jo tālak viens no otra rindā stāv divi ķermeņi, jo stiprāk viņi, viens gar otru berzejoties, elektrizejas (āda—shellaks, stikls—zīds).

Tomēr jauzsvē, ka šādas rindas noteiktība nav liela. Novērojumi māca, ka ķermeņu elektrizācijas daba ir atkarīga arī no viņu fizikalā, piem., virsmas stāvokļa. Tā stikls ar gludu virsmu stāv rindas sākumā,

-blāvs stikls ar saskrāpetu virsmu, turpreti, tuvu viņas beigam. Sevišķi no liela svara te ir abu berzejošos ķermeņu mitruma stāvoklis, un daudzi citi faktori. Aiz ša iemesla arī ķermeņu secība dažādu autoru dotās rindās nav vienāda. Tapēc augšā pievestā rinda ir jauzskata kā tuvens ceļa rādītājs ķermeņu savstarpejās elektrizācijas pētišanā.

§ 187. Vaditaji un izolatori. Parastā kārtā rīkojoties — rokā ķermeņus turot un berzejot, ne visus viņus ir iespējams elektrizēt. Tā piem., metālus, koku, ogli. Tas agrākos laikos (Gilbert's) dēva iemeslu apgalvojumam, ka ir „elektriski“ ķermeņi — stikls, ebonīts, sērs, un „neelektriski“, kā metāli, ogle u. c. Tomēr Gray's 1729. g. pierādīja, ka šai parādībai ir cits cēlonis. Ja „neelektrisko“ metālu ar zīdu berzejot tur ne rokā, bet kāda „elektriska“ ķermeņa (stikla, ebonīta) rokturī, arī metāls top elektrisks. Tas rāda, ka principielas starpības starp elektriskiem un neelektriskiem ķermeņiem nav — arī metāls elektrizejas; bet vienā gadījumā elektrība paliek tur kur radusies, otrā — pa eksperimentatora roku un ķermeni aiziet prom. Tā tad te izskaidrojums meklejams elektrības vadīšanā. Metāli, cilvēka miesa, koks, ogle — visi „neelektriskie“ ķermeņi ir elektrības vadītāji. Tādi ir arī daudzi šķidrums, piem., skābju, dažādu sāļu šķīdumi ūdenī, dabas ūdeņi u. c. Arī retinātas un dažādu liesmu gāzes ir elektrības vadītājas. Vadītajos elektrība, kādā vietā radusies, izplatās pa viņu (virsmu vai tilpumu) uz visām pusēm.

Citādi tas ir „elektriskos“ ķermeņos. Viņos un pa viņiem elektrība pārvietoties nekur nevar. Tapēc šādi ķermeņi ir elektrības nevadītāji un labi viņas izolatori. Vislabākie no tiem ir: dzintars, kvarcs, zīmogu laka, sērs, parafīns, stikls, porcelāns, eļļa, kaučuks. No viņiem taisa to metālu vadītāju rokturus un atbalstus, kurū elektrība japasarga no aizplūšanas.

Elektrizēts metāls (vadītājs) jeb kā saka konduktors pilnīgi zaudē savu elektrizāciju, ja nāk sakarā ar zemi. Tas izskaidrojams ar zemes lodes materiala labo vadīšanu, kuŗas dēļ viss nelielais konduktora elektrības daudzums izplūst pa milzīgo zemes lodes virsmu, praktiski ne par cik tās elektrizāciju nepaceļot. Tapēc ja kur vajadzīgs kādu elektrizāciju izbeigt, mēs šo vietu ar labu vadu, piem., metāla drāti savienojam ar zemi.

Ne visi elektrības vadītāji ir vienādi labi vadītāji, ne visi izolatori vienādi slikti vadītāji. Starp abām grupām nav krasas pārejas. Tā, piem., grūti ir sacīt, vai koks ir slikts vadītājs vai arī slikts izolators. Vislabākie vadītāji ir metāli, vislabākais izolators — dzintars. Tapēc modernos elektriskos instrumentos (elektrometros), kur vajadzīga laba izolācija, lieto dzintaru.

Ķermeņu izolācijas, resp. vadītspēja daudzreiz atkarajas no viņa virsmas stāvokļa. Ja izolatora virsma ir sausa un tīra, viņš elektrību aiztur labi. Ja turpreti, viņa pārklājas ar putekļiem un ūdens tvaikiem, kas mitrās telpās vienmēr notiek, arī vislabākais izolators savas īpašības zaudē. Tas pats notiek, ja izolatora virsma pārmainas ķīmiski, piem., oksidejas, kā tas bieži notiek ar ebonitu, sevišķi ja uz viņu ilgaku laiku krit spilgta gaisma. Lai šādu vecu ebonitu padarītu par derīgu izolatoru, viņa virsma ir jānotīra.

Elektrības vadišanai, resp. izolācijai ir liela līdzība ar siltuma vadišanu. Sevišķi tas sakams par metaliem, kuŗi kā elektrību, tā siltumu vada ļoti labi. Tāpat arī labākie siltuma izolatori ir tanī pašā laikā arī labi elektrības izolatori. Kā redzesim vēlāk (§ 219.), te analogija ir ne tikai kvalitatīva, bet arī kvantitatīva.

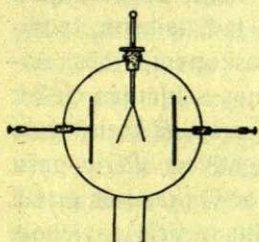
§ 188. Elektroskops. Dažādu ķermeņu elektrizācijas un vadišanas pētīšanai visai parocīgs ir tā saucamais lapu elektroskops.

Viņa princips ir ļoti vienkāršs: izoleta metala stieņa galā stikla traukā piekārtas divi ļoti plānas zelta (vaj alumīnija) lapiņas. Kad stieņa augšējam galam pieskaņas ar elektrizētu priekšmetu, viņa elektrizācija, izplatīdamās pa stieni, aiziet arī līdz lapiņām, kuŗas, vienādi elektrizēdamās, viena no otras cenšas atiet tāļak. Tā starp viņām rodas leņķis, kas ir jo lielāks, jo lielāka (stiprāka) ir pētāmā priekšmeta elektrizācija. Zīm. 2. dod parasti lietojamā Exner'a elektroskopa schemu: apajā metala bundžā ar stikla vāku un dibenu kātā iestiprinatas lapiņas. Lai elektroskopu pārnesot lapiņas nebojatos, viņām preti ierīkotas metala kātos iestiprinatas ripas, kuŗas kopā sastumjot, var lapiņas saspīest kopā. Elektroskopam darbā esot, ripas tiek ar zemi savienotas (skat. § 189.)

Bieži lieto elektroskopu ar vienu vien lapiņu. Tad otrās lapiņas lomu izpilda pats pievadstienis, kā tas viegli saprotams skatoties zīmējums 3. Lapiņa te tā pie stieņa piestiprināta, ka viegli var no viņa atliekties. Zem viņas var novietot skalu ar iedaļam, kas ļauj divas elektrizācijas vienu ar otru salīdzināt. Šo skalu var graduet, tā elektroskopu pārvēršot par elektrometru.

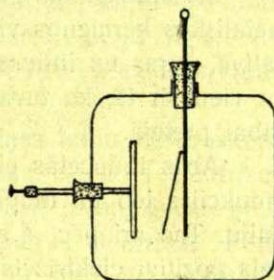
Elektroskopa metala kasti pa eksperimenta laiku savieno ar zemi (sk. § 189).

Elektroskopa metala kasti pa eksperimenta laiku savieno ar zemi (sk. § 189).



Zīm. 2.

Exner'a elektroskops.

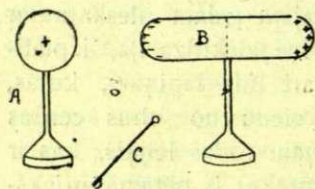


Zīm. 3.

Lapu elektroskops.

§ 189. Elektrostatiskā indukcija. Tieša saskaršanās ir ne vienīgais ceļš, kādā elektrizācija pāriet no viena ķermeņa uz otra. Novērojami rāda, ka ja elektroskopam tuvina kādu elektrizētu ķermeni, piem., ar zīdu saberzētu stikla stieni, elektroskopa lapiņas atvēžas jau tad, kad stienis viņu vēl nemaz neaizskā. Jo tuvāki nāk stienis, jo lielāks top lapiņu atvēziens. Atvēziens pamazinas, kad stienis attālinās un izzūd, kad stieni aiznes ļoti tālu. Tā tad šīnī gadījumā elektroskopa elektrizāciju rada elektrizētā stieņa klātbūtne un tās intensitāti nosaka stieņa tuvums. Šo elektrizācijas veidu sauc par induceto elektrizāciju, pašu parādību — par elektrostatisko indukciju, retāk influenci.

Indukcijas pētīšanai vislabāk ņemt izoletus metaliskus ķermeņus. Zīm. 4. tāds ir ar burtu *B* apzīmētais. Ja viņam tuvina, piem., pozitīvi elektrizētu izoletu metala lodi *A*, uz ta inducejas elektrība un pie tam pret *A* vērstā galā negatīvā, no *A* tālak stāvošā galā — pozitīvā. To atrodam ņemot palīgā nelielu, izolatora kātā iestiprinātu metālu lodīti *C*.



Zīm. 4.
Indukcija.

Pieskaroties ar viņu *B* kreisajam (*A* tuvākam) galam, un tad, teiksim, pozitīvi elektrizētam elektroskopam, mēs novērosim, ka pēdejā lapiņas sakļaujas ciešāk kopā. Tas rāda, ka *C*, resp. *B* kreisā galā elektrizācija ir bijusi negatīva. Ja to pašu atkārtotam, pieskaroties ar *C* (kas pēc pirmā eksperimenta uz īsu laiku ir ticis savienots ar zemi) *B* labajam galam, elektroskopa lapiņas vēl vairāk viena no otras atiet. Tā

tad šis konduktora *B* gals ir bijis pozitīvi elektrizēts. Tādā pat ceļā atrodam, ka *B* vidū nekādas elektrizācijas nav.

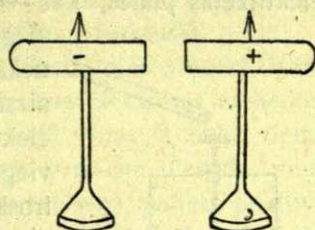
Šis aprakstītais gadījums ir tipisks visiem citiem. Pie indukcijas metaliskos ķermeņos vienmēr rodas abas elektrības — pozitīvā un negatīvā, kuŗas uz inducejamā ķermeņa novietojas viņa pretejs pusēs un vienmēr tā, ka tuvāki inducejošam ķermenim stāv viņa paša elektrībai pretejs.

Abas inducetās elektrības var vienu no otras atdalīt, ja pēc indukcijas jeb pa indukcijas laiku konduktoru *B* pārdala pa viņa vidus līniju. Tad arī pēc *A* aizvākšanas kreisais *B* gals izrādas negatīvi, labais pozitīvi elektrizēts, vaj otrādi, ja *A* lādīnš ir negatīvs. Tas viegli novērojams, ja *B* ir salikts no diviem gabaliem kā zīm. 5. Ja katram no tiem ir vēl savs elektroskops — drāts galā piestiprinātas plānas papīra lapiņas, — tad var atrast, ka pie indukcijas abas elektrības rodas arī vienados daudzumos: ja abus *B* galus no jauna sastumj kopā, visas

viņu elektrizācijas pazīmes pazūd un B ir atkal elektriski pilnīgi neitrals.

Indukciju var izlietot arī citu metalisku ķermeņu palīdzībai elektrizācijai. Tā ja zīm.

4. attēlotā gadījumā konduktoram B pieskaņas ar roku, tā viņu uz brīdi ar zemi savienojot, pozitīvā elektrība no tā aiziet *). Negatīvā, turpretī paliek, un B , kad viņa sakaru ar zemi pārtrauc, arī pēc inducējošā ķermeņa aizvākšanas rāda negatīvu elektrizāciju. Tāpat tas notiek, ja A ir negatīvs: tad no B , viņu ar zemi savienojot, aiziet negatīvā, paliek pozitīvā elektrība. Šo īpašību bieži izlieto elektroskopu elektrizējot: tuvinot tam elektrisko priekšmetu, pieskaņas viņam ar pirkstu. Tad viņa lapiņās paliek inducējošai pretejā elektrība.



Zīm. 5.
Inducēto elektrību atdalīšana.

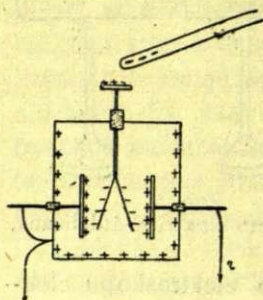
Indukcijai ir liela loma gandrīz visos elektrostatiskos eksperimentos. Tā, piem., elektrizēto ķermeņu mehāniskās darbības pamatā ir indukcija. Kad elektrizēta ebonīta stieņa galu tuvinām sīkiem papīra gabaliņiem, pēdējos inducējas abas elektrības: stienim tuvejās daļās pozitīvā, tālākās — negatīvā. Pēdējā ir brīva. Sastapdama aiz sevis kādu vadītāju, kaut varbūt arī sliktu, piem., galda dēli, vaj tml., viņa aiziet, pametot papīrišus pozitīvi elektrizētus. Nu negatīvais stienis, viņu pozitīvās elektrības pievilkdams, rauj arī viņus pašus sev klāt. Bet stienim piekēries, papīrs ilgi viņam klāt turetīes nevar, jo viņa pozitīvo elektrizāciju drīzi vien iznīcina daļa no lieliem stieņa krājumiem, pēc kam viņš elektrizējas negatīvi un tad tiek no stieņa atkal atstumts. Tad spēle sākas atkal no gala. To tiešām arī novērojam, parādību uzmanīgi aplūkodami.

No sacītā redzams, ka te loma ir arī izolatora (papīra) īpašībam. Jo sliktaki viņš vada, jo gažaks būs tas laika spridis, kuņā viņa inducētā elektrība ar inducētāja elektrību izlīdzināsies, un jo ilgāki viņš inducētajam ķermenim turesies klāt. Kāda v a d i t a j a skaidas, inducētāja pievilktas, acumirkli no viņa arī atleks.

Kā tāļako indukcijas piemēru apskatīsim viņas lomu elektroskopā. Ja elektroskopam, kā tas attēlots zīm. 6., tuvinām negatīvi elektrizētu priekšmetu, viņa stieņa augšējā galā, kam parasti piestiprināta plāte, inducējas pozitīvā, lejas galā — lapiņās — negatīvā elektrība. Pēdējās savukārt darbojas inducējoši uz savu apkārtni, starp citu uz tuvumā novietotām plātem — sev tuvākās daļās radot pozitīvo, tāļākās — negatīvo elektrību. Kad plātes savienotas ar zemi, viņu negatīvā elek-

*) Pareizāk: pozitīvo elektrību neutralizē no zemes pa roku un eksperimentatora ķermeni nākošā negatīvā elektrība. (Skat. §. 190.)

trizacija aiziet. Tā negatīvi elektrizeto lapiņu tuvumā paliek pozitīvi elektrizetas plates, kas viņas pievelk. Aiz ša iemesla lapiņas daudz vieglāk atplešas — elektroskops ir jūtīgāks nekā tad, kad plates viņā nav. Tā blakus tai aizsargu lomai, par kuŗu minēts pag. §, platem elektroskopā ir arī tīri principiēla loma. Kā viegli saprotams, tāda pat loma ir arī paša elektroskopa sienām, ja viņas savienotas ar zemi.



Zīm. 6.

Indukcija elektroskopā.

§ 190. Elektrības hipoteze. Aprakstītās indukcijas parādības dod mums iespēju drusku sīkāk iepazīties ar to jauno fizikālo agentu, kuŗu mēs nosaucām par elektrību. Kā redzējam, viņa parādas divejadi: kā pozitīvā un kā negatīvā elektrība. To dabas ir gluži pretejas, vismaz pretejas ir viņu darbības uz ārieni (uz lādetu

ķermeņi): ko viena no viņām rada (atrakcija), to otra iznīcina (repulsija). Tapēc vienados daudzumos kopā salaistas tās uz ārieni nedarbojas. Aiz ša iemesla kāds ķermeņis, vienados daudzumos pozitīvo un negatīvo elektrību uzņemdams, elektriski paliek neitrāls.

Indukcijas parādību izskaidrojumam mēs varam pieņemt, ka katrā dabīskā, arī pilnīgi neitrālā ķermeņī ir kā pozitīvā, tā negatīvā elektrība. Abas viņas ir vienados daudzumos un pie tam vienmērīgi pa visu ķermeņa tilpumu sadalītas. Tapēc arī katrā ķermeņa tilpuma elementā viņas ir vienados daudzumos un tapēc nekur ķermeņī nekādas lokālas elektrizācijas nav: elektrība itkā viena otru saista. Bet ja nu šāds ķermeņis nonāk tāda ķermeņa tuvumā, kuŗā viena vaj otra elektrība ir pārsvarā, t. i. kuŗš ir pozitīvi vaj negatīvi elektrizets, abas viņa elektrības nošķiņas: viena novietojas inducējošam ķermeņim tuvākās, otra — tālākās daļās. Saistība starp abām elektrībām top itkā vājāka, viņās nodalas un sāk neatkarīgi viena no otras darboties uz ārieni. Kad inducējošais ķermeņis aiziet, vienmērīgais abu elektrību sadalījums pa ķermeņa tilpumu atjaunojas un ķermeņa elektriskās īpašības pazūd.

Turoties pie šāda ieskats, mēs redzam ka nepareizi domāt, ka pozitīvā un negatīvā elektrība, kopā sanākušas, viena otru vārda tiešā nozīmē arī iznīcina. Ja tas būtu tā, tad nekādas indukcijas parādības nebūtu iespējamās. Bet novērojumi liecina, ka vienā un tanī pašā ķermeņī viņas var atkārtot neskaitamas reizes. Tā tad neskatoties uz lielo tendenci saplūst kopā, ne pozitīvā ne negatīvā elektrība neiznīkst. Bet arī no jauna viņas nerodas. Cik viņu kādā ķermeņī ir, tik viņu tur arī paliek, kamēr vien mēs viņas šādā vaj tādā mākslīgā

ceļā no turienes neaizvadam. Tā elektrība, tāpat kā viela, ir padota neiznīcības likumam. Kā redzesim vēlāk, ta izskaidrojums meklējams galvenā kārtā pozitīvās elektrības īpašībās (strukturā).

Ar šo hipotezi top saprotams arī pašas elektrizācijas process. Ķermenis ir elektriski neitrals, ja viņš satur sevī abas elektrības vienados daudzumos. Ja kaut kādā, piem., indukcijas ceļā viņas nodala vienu no otras un tad nodalīto negatīvo elektrību no ķermeņa aizvada, viņā paliek vairāk negatīvās kā pozitīvās elektrības un viņš paliek pozitīvi lādets. Vispārīgi var teikt, ka ķermeņa elektrizāciju dod attiecīgās elektrības pārsvars par otru.

Bet ja indukcija ir abu elektrību nošķiršanās, tad sagaidams, ka šinī procesā, ķermeņa vielas, resp. tās atomu konfigurācijai arī būs sava loma, jo pārvietojoties elektrībam jāsastop zināma pretestība. Tāpēc galīga nodalīšanās prasīs zināmu laiku atkarībā no vielas īpašībām. To patiesībā arī novērojam. Metālos indukcija iestājas pēkšņi (pareizāki: pēkšņi pazūd), izolatoros, turpreti, tikai pēc zināma laika. Pilnīgos izolatoros indukcija tirā veidā pat nemaz nav novērojama. Te elektrības nevar pārvietoties, jo izolators ir elektrības nevadītājs.

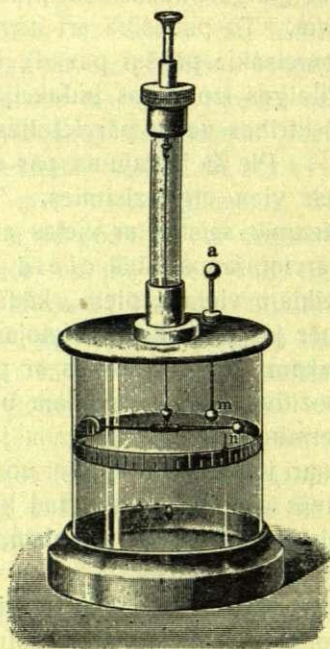
Pie šī jautājuma par elektrības pārvietošanos vielā mēs ne vienreiz vien atgriezīsimies. Tad redzesim, ka pozitīvā elektrība ir vienmēr saistīta ar vielas atomiem. Tāpēc ja iet runa par elektrības pārvietošanos kādā cietā ķermenī, kur atomi ir cieši saistīti ar noteiktām vietām, piem., kādā metalā, kad viņā rodas indukcija, vienmēr jāsaprot, ka pārvietojas negatīvā elektrība. Tā, piem., ja mēs sakām, ka pieskaņoties ar pirkstu pozitīvi lādetam ķermenim, mēs viņa pozitīvo lādiņu aizvadām uz zemi, tad tas ir jauzskata, kā neizdevušās terminoloģijas sekas un jāsaprot tā, ka mūsu miesai resp. pirkstam cauri iet ne pozitīvā, bet no zemes uz ķermeni nāk liels daudzums negatīvās elektrības, kuŗa tad ķermeņa pozitīvo lādiņu neitralizē. Pozitīvā elektrība kopā ar atomiem, resp. to daļām var pārvietoties tikai šķidrums un gāzēs.

Vēl atzīejams, ka visos elektrizācijas gadījumos abas elektrības rodas vienlaicīgi un absolūti vienados daudzumos. Tā to redzējam pie berzešanās, tā pie indukcijas. Arī tas liecina, ka elektrizācijas procesā elektrības nevis rodas, bet gan tikai brīvas tapdamas parādās. Un tas savukārt liecina ka elektrību šūpulis ir viela un tās atomi. Tur, vielas iekšienē, tās atomos abas elektrības kaut kā viena otrai blakus eksistē. Zināmos gadījumos — elektrizācijā — viņas var no turienes izvilināt un likt tām parādīties savrūp.

§ 191. Coulomb'a likums. Elektrības daudzuma vienības.
No nupat sacītā redzams, ka elektrizēti ķermeņi mehaniski darbojas

uz savu apkārtni tikai indukcijas ceļā, radot uz viņu tuvumā esošiem ķermeniem pretejus lādiņus. Savukārt šie ķermeņi ņem dalību mehāniskās atrakcijās, resp. repulsijās tikai tik daudz, cik viņi ir ar savām elektrībām saistīti. Tapēc vispāri elektrizētu ķermeņu savstarpējā mehāniskā, jeb kā saka ponderomotoriskā darbība vienmēr jāsaprot kā viņu elektrību darbība. Par to, ka visu elektrizētu ķermeņu mehāniskās darbības pamatā ir elektriskie spēki, jau minēts § 185.

Elektrizētu ķermeņu mehāniskā darbība ir atkarīga no vairākiem faktoriem. Vispirms viņa ir jo lielāka, jo lielāka ir elektrizācija. Otrkārt, viņa ir jo mazāka, jo tālāk no elektrizētā ķermeņa atrodas tas objekts, pie kura mēs šo darbību novērojam. To rāda visi parastie un pavisam novērojumi. Precīzi šo atkarību pirmais ir mērojis *Coulomb's*, eksperimentēdams ar zīm. 7. attēloto aparātu. Tas pēc savas idejas ir līdzīgs I, § 34. aprakstītam *Cavendish's* aparatam. Noslēgtā stikla traukā tievā sudraba (tagad kvarca) diegā iekārts stienītis, kura galos piestiprinātas kāda ļoti viegla materiāla apzeltītas lodītes, viena n — pētamā, otra — kā pretsvars. Cauri trauka vākam iet vertikāls stienītis am , kurš lodītes n tuvumā un sānis no viņas beidzas ar tik pat lielu apzeltītu lodīti m . Ja m un n ir elektrizētas preteji, viņas viena otru pievelk, kāpēc stienītis pagriežas un diegs sverpjas. Pievilkšanās turpinās tik ilgi, kamēr viņu nesāk kompensēt diega verpes pretestība. Kad pēdejā top vienāda ar lodiņu pievilkšanos, stienis apstājas. Viņa pagriešanās leņķi rāda uz trauka stikla sienas uzvilktais iedaļas (grados). Patiesībā gan mēro ne šo, bet to leņķi φ , pa cik jāgriež skrūve aparata augšgalā lai stienīti atgrieztu atkal agrākā stāvoklī. Ņemot dažādus atstātumus starp m un n , *Coulomb's* atrod, ka pievilkšanās starp viņām ir vienmēr preteji atstātuma kvadrātam proporcionāla. Tas pats ir pie abu lodiņu atgrūšanās, ja viņas elektrizētas vienādi — abas pozitīvi vai negatīvi. Ja, turpreti, atstātumu starp lodītem tur visu laiku vienādu, bet maina m vai n lādiņu lielumu, kuru varam apzīmēt ar e_1 , un e_2 , tad pievilkšanās, resp. atgrūšanās ir tieši šiem lādiņu lielumiem proporcionāla. Šo eksperimentu rezultāti izteicas pazīstamā



Zīm. 7.
Coulomb'a svāri.

Coulomb'a formulā

$$F = c \frac{e_1 e_2}{r^2},$$

kurā F ir atrakcija, resp. repulsija starp lādiņiem, r — atstātums starp viņiem un c — proporcionalitātes faktors. Pēdejs ir atkarīgs no lietotām mēru vienībām un no ta apvidus īpašībām (gaiss, petroleja), kurā eksperiments notiek (§ 202.). F ir >0 , ja e_1 un e_2 ir ar viena-dām, un $F <0$, ja e_1 un e_2 ir ar pretejām zīmēm. Tā negatīvs Coulomb'a spēks nozīmē atrakciju, pozitīvs — repulsiju.

Izvēloties mēru sistemu tā, lai $c = 1$, mēs ar Coulomb'a formulās palīdzību varam radīt noteiktu elektrības daudzuma jeb lādiņa vienību. Liekot $e_1 = e_2 = e$ un $r = 1$ cm, dabūjam $e^2 = F$, no ka spriežam, ka par lādiņa vienību var ņemt tādu lādiņu, kurš ponderomotoriski darbojas uz otru tik pat lielu ar spēku $1 \frac{\text{dins}}{\text{cm}}$.

Līdz ar to dabūjam viņa dimensiju, kas CGS — sistēmā ir

$$[e] = \text{cm}^{3/2} \text{gr}^{1/2} \text{sec}^{-1}.$$

Tā definēto lādiņa vienību sauc par absolūto elektrostātisko vienību. Turpmāk viņu saīsināti apzīmēsim $E. S. V.$ Kad praktiskos aprēķinos viņa izrādas par mazu, lieto $3 \cdot 10^9$ reizes lielaku, ko sauc par kulonu:

$$1 \text{ kulons} = 3 \cdot 10^9 \text{ E. S. V.}$$

Coulomb'a formula savā ārejā izteiksmē ir gluži līdzīga Newton'a gravitācijas formulai. Kā elektriskā tā gravitācijas spēka raksturīgā īpašība ir viņa preteajā proporcionalitāte atstātuma kvadrātam. No ta ir atkarīgas daudzas parādības. Tā, piem., var sacīt, ka visi astronomiskie aprēķini dibinās uz faktora $\frac{1}{r^2}$. Ja Newton'a formulā r pakāpes rādītājs kaut cik manāmi atšķirtos no 2, neviens aprēķins nesaskanētu ar novērojumiem. Tapēc sagaidāms, ka arī Coulomb'a likumā ir stīga otrās pakāpes proporcionalitāte. To rāda arī novērojumi. Gan Coulomb'a metode ir par rupju, lai ar viņu varetu jautājumu izšķirt, jo viņa ir saistīta ar daudzām nenovēršamām nepilnībām, kuņu dēļ rodas nekontrolējamas kļūdas. Vispirms viņā būtu vajadzīgs, lai abi lādiņi e_1 un e_2 neseji — lodītes m un n — būtu bezgala mazas, t. i. lai e_1 un e_2 būtu punktu lādiņi, jo preteajā gadījumā spēku F iespaido arī viņu sadalījums pa m, n tilpumiem. Reālos apstākļos nu tas nav sasniedzams. Otrkārt, liela loma te ir arī uz trauka sienām inducētiem lādiņiem. Tapēc Coulomb'a dabūtais rezultāts

ir drošs tikai pirmā tuvinājumā. Bet arī vēlāko laiku, ar citām metodēm izdarītie eksperimenti liecina, ka te otrās pakāpes proporcionalitāte ir pilnīgi stingra. Tā piem., Maxwell'a dabūtie rezultāti rāda, ka ja pakāpes rādītājs Coulomb'a formulā nav 2, bet kāds cits, tad viņš no 2 atšķīrās ne vairāk kā par $\frac{1}{21600}$.

Vēl atzīmejams, ka otrās pakāpes proporcionalitāte ir tik eksakta gan tikai reālos eksperimenta apstākļos. Bet mēs nebūt vēl nezinām, kā šī spēka funkcija izveidojas tad, ja abi e_1, e_2 (vaj arī abas masas m_1 un m_2 Newton'a formulā) viens otram nāk visai tuvu. Vārbūt ka šajos gadījumos atrakcija pieņemas daudz straujāki nekā to prasa kvadrāta preteji proporcionalitāte.

§ 192. Elektriskais lauks. Spēka līnijas. Katrs elektrizets ķermenis, pareizāki, katrs elektrības daudzums ir elektrisko spēku centrs. Homogēnā apvidū šie spēki no lādiņa iziet vienmērīgi uz visām pusēm. Mēs sakām, ka ap katru mierā esošu elektrības lādiņu pastāv elektrisko spēku lauks, jeb vienkāršāki — elektriskais lauks.

Šo lauku var dažādi raksturot. Parasti tam nolūkam uzdod to Coulomb'a spēku, kuŗu kādā noteiktā lauka punktā sajūt kāds noteikta lieluma elektriskais lādiņš. Ja pēdejo domājam kā lādiņa vienību ($e = 1$); tad šis spēks izteic lauka intensitāti šinī punktā. Tapēc, ja kādā lauka punktā A atrodas lādiņš e , un uz viņu te darbojas F dinu liels spēks, tad lauka intensitāte šinī punktā ir:

$$X = \frac{F}{e}.$$

Bet ja lauka rādītājs — lādiņš (avots) ir E un ja punkts A ir no tā r cm atstātumā, tad

$$F = \frac{E e}{r^2} \text{ (liekot } c = 1)$$

No tā redzam, ka lauka intensitāti var izteikt arī kā

$$X = \frac{F}{e} = \frac{E}{r^2} :$$

viņa ir lauka avota lādiņam tieši un domātās vietas atstātuma kvadrātam preteji proporcionala. Homogēnā laukā pie $r = \infty$, t. i. praktiski ļoti lielā atstātumā no avota, lauka intensitāte ir 0.

Tā definētais elektriskais lauks un tā intensitāte ir drīzak matematisks kā fizikals jēdziens. Tapēc var mēģināt elektrisko lauku un viņa rašanos definēt arī vairāk vaj mazāk fizikāli, līdz ar to tad viņa intensitāti izteicot kā mums zinamu vaj nezinamu fizikālu lielumu no-

teiktu stāvokli. Tādu ceļu elektrisko parādību izpratnē ir gājis *F a r a d a y*' s.

Vispirms, tāpat kā gravitācijas problemā, te jauzstāda jautajums — *actio in distans*, jeb vidutajs? Kā viena ķermeņa elektriskā darbība aizsniedz otru ķermeni? Ja pilnīgi homogēnā telpā kādā zināmā mirklī vietā *A* rodas kāds elektrības daudzums *E*, resp. elektriskais lauks, vaj šis lauks kādā citā punktā *N* rodas tanī pašā mirklī, neatkarīgi no tā, kāds ir atstātums starp *A* un *N* un no tā, kas viņus šķīr? Jeb vaj lauka rašanās ap *A* iet pa telpu no punkta uz punktu kamēr, kaut, varbūt, ar visai lielu, bet tomēr galīgu ātrumu nesusniedz *N*?

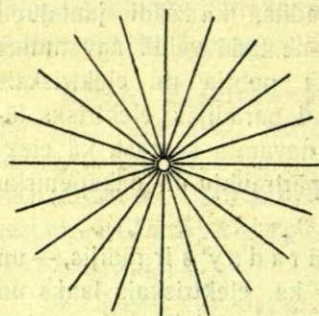
Šis grāmatas I sējumā, § 25. bij norādīts, kā šādi jautājumi jāizšķir vispārīgi. *Actio in distans* ne šādā, ne tādā veidā nav mums pieņemams. Ja no sākuma punktā *N* neka nebija un elektriskais lauks ap viņu radās tikai no tā, ka punktā *A* parādījās elektrisks lādiņš *E*, tad šo notikumu mēs citādi nekādi nevaram saprast, kā elektriskā lauka, resp. ap *A* radušos stāvokļa nepārtrauktu un pakāpenisku pāreju no *A* uz *N*.

Šo domu apstiprina arī eksperiments. *F a r a d a y*' s ir rādījis, — un pie tā mēs uzkavesimies sīkaki vēlāk, — ka elektriskais lauks un viņa izsauktās darbības ir atkarīgas no tā, kādā materialā viņš atrodas.

Bet atmetot *actio in distans* iespējamību, mēs esam spiesti meklēt pēc tā vidutāja un viņa īpašībām, kas elektrisko lauku un tā īpašības nes. Un te nu ceļā rodas lielas grūtības. Vispirms ir saprotams, ka šis vidutajs nevar būt materiēlas dabas, jo indukcija un citas elektriskas parādības notiek tikpat labi vakuumā, kā materiā; pat vēl vairāk, taisni immaterielā apvidū (vakuumā) elektriskā lauka intensitāte ir vislielākā ($c = 1$ Coulomb'a formulā). No otras puses, elektrisko parādību nesejam ir jābūt visur, kur vien elektriskais lauks var rasties, tā tad arī visos materiēlos ķermeņos. Tā tad viņa īpašībām ir jābūt gluži savādām, neparastām. Acīm redzot, te bez hipotēzes iztikt nevaram. Un ja nu šāds hipotētisks vidutajs ir jāzdomā, tad ir dabiski par tādu ņemt to pašu, kurš nes sevī gravitācijas parādības, jo kā redzams no līdz šim sacītā, starp elektrostātiskām un gravitācijas parādībām ir liela, vismaz formēla līdzība. Tapēc arī elektriskās parādībās kā elektrostātiskā lauka neseju mēs varam domāt hipotētisko substanci — eteri.

F a r a d a y' a doma nu saistas ar elektriskā lauka modeli eterī. Kamēr eterī nekādu elektrisku lādiņu nav, viņa īpašības, resp. struktūra viscaur un visos virzienos ir vienāda. Bet ja kādā vietā viņā novieto kādu elektrisku lādiņu, tad te un ap šo vietu etera īpašības

mainas. Faraday's šo maiņu domā kā noteiktu deformāciju, kas vienmēri izplatās uz visām pusēm. Kā ta analogiju mēs varam domāt rāmā šķidrumā novietotu virpuli: ja šķidrums bija agrāk mierā, tad virpuļa rašanās maina viņa struktūru, kāpēc ta īpašības ap virpuli būs citādas kā agrāk — šķidrums būs deformēts. Tāpat deformējas arī eteris ap elektrisku lādiņu; šis deformētais eteris ir elektriskais lauks. Šo domu mēs varam vēl jo sīkāk precizēt, domājot ņemto elektrisko lādiņu E saliktu no atsevišķām mazām elementārām porcijām e_1, e_2, e_3, \dots (elektroniem), no kurām katrs rada ap sevi savu deformāciju. Domasim šīs pēdējās kā koncentriskus riņķus eterī.

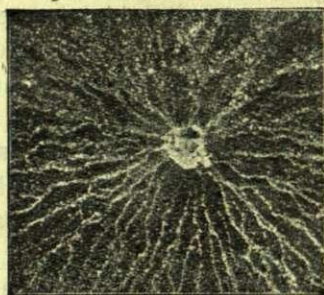


Zīm. 8.
Spēka linijas.

Savienodamās, šīs deformācijas tad dod eterī uz visām pusēm radially vērstus izcilus virzienus (zīm. 8.), kurus Faraday's sauc par elektriskā lauka spēka līnijām.

Jēdziens par deformāciju elektriskā laukā un viņa spēka līnijām nav tikai teoretiskas domas auglis; arī tieši novērojumi liecina, ka ap elektrizētu ķermeni tiešām ir notikušas kautkādas pārmaiņas. Zīmējumā 9. ir reproducēta fotografija, kas iegūta, bārstot ģipsa pulveri pār stipri elektrizētu, uz stikla plātes uzliktu staniola ripiņu. Ap ripu aplīkta un ar zemi savienota metala drāts (zīmējumā neredzama). Kā

redzam, ģipsa graudi novietojušies pilnīgi orientēti un rindās no elektrizētās ripas uz drāti. Ja ņemam vērā, ka šī orientācija ceļas no graudos radušās indukcijas, t. i. no tā, ka katra grauda gabala galos ir radušies brīvi preteji lādiņi, tad redzam, ka elektriskā laukā starp ripu un apkārtejo drāti elektriskie spēki ir vērsti pa radialām taisnām līnijām uz visām pusēm vienmēri. Tā tas ir kā pozitīvas tā negatīvas elektrizācijas gadījumā. Tā tad tiešām, elektriskā laukā ir radušās noteikta virziena deformācijas, viņā radušās spēka līnijas. Šinī laukā elektriskie spēki ir vērsti viņa līniju virzienā.

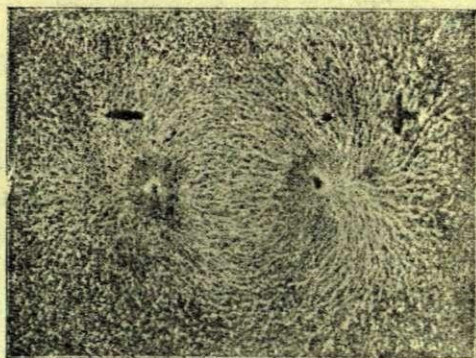


Zīm. 9.
Spēka linijas.

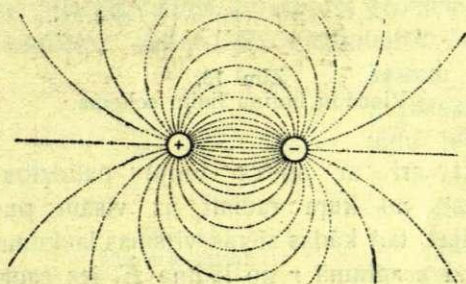
§ 193. Elektrisks lādiņš elektriskā laukā. Indukcijas un citas elektriskās parādības rāda, ka nav iespējams domāt kādu elektrisku lādiņu, nedomājot viņa tuvumā vaj tūlumā tikpat lielu preteju. Tas liecina, ka elektriskā lauka deformācijas eterī var rasties tikai starp

diviem pretejiem elektriskiem lādiņiem, citiem vārdiem: elektriskā lauka eteļa deformācija, ap kādu lādiņu iesākdamās, kautkur visadā ziņā arī beidzas. Tā tad lauka spēka linijas sākas un beidzas ar elektriskiem lādiņiem. To rāda arī zīmējums 9.: spēka linijas iet no lādētās staniola ripas vienmērīgi uz visām pusēm līdz ar zemi savienotam gredzenam. Ja ripas lādiņš ir $\perp e$, tad uz gredzena ir palicis $-e$; tā visu liniju sākumu lādiņu summa ir vienāda (pēc skaitliskās vērtības) ar viņu otru galu lādiņu summu. No tā spriežam, ka arī katras linijas galos ir vienāda lieluma preteja nosaukuma lādiņi. Tā katrā vietā, kur ir elektrisks lauks, ir izteka (avots) un ieteka. Bet nu tirā eteri, kur nav materijas, nekādu brīvu lādiņu nav. Tapēc neviena spēka linija nekur brīvā eterī nobeigties nevar, bet viņai vienmēr jāmeklē kāds materiāls vielas gabals, lai tur varetu kādu lādiņu inducēt un tad izbeigties. Tā mēs redzam, kāda loma ir vielai elektriskā lauka īpašību noteikšanā un elektriskās parādībās vispār. Pie šī jautājuma mēs būsīm spiesti atgriezties ne vienreiz vien.

Tagad domāsim sava elektriskā lauka modeli tālāk. Ņemsim vēlreiz palīgā eksperimentu un meklēsim eteļa deformācijas dažādos laukos. Zīm. 10. dod lauka fotografiju starp diviem preteji lādētiem ķermeņiem. Te spēka linijas nāk radially kā no pozitīvā, ta negatīvā lādiņa.



Zīm. 10.
Preteju lādiņu lauks.

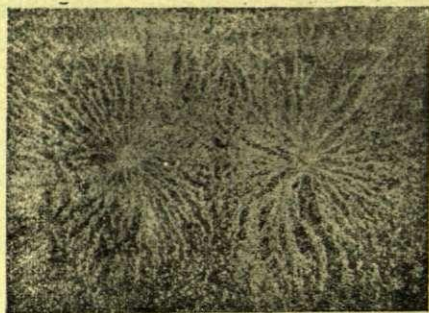


Zīm. 11.
Spēka liniju schema.

saspraigtu stīgu stāvokli un visu lādētu ķermeņu savstarpējo

pievilkšanos kā šo saspraigumu izlidzinašanās cenšanās sekas.

Tomēr analogijā starp spēka linijām un elastīgām saitēm nedrīkst iet par tālu. Kaut arī spēka līnijas cenšas saīsināties, tomēr kopā viņas nekad nesaplūst; tapēc viņas viena uz otru izdara arī sānisku spiedienu. Ja tas tā nebūtu, līnijas saietu kopā, saplūstu vienā. Tādā gadījumā lauka īpašības nemaz nebūtu izprotamas.



Zīm. 12.

Vienādu nosaukumu lādiņu lauks.

liniju veidā sniedzās no viena lādiņa uz otru, lādiņu savstarpejo darbību varam domāt kā viņu radīto lauku, resp. eteja deformāciju sumēšanos. Skatoties pēc lādiņu dabas (vienāda vai preteja), šī sumēšanās var būt viena vai otra. Spēka līnijas rāda tos virzienus, kuļos ir vērsti elektriskie spēki laukā.

Pagājušā § elektriskā lauka intensitāti mēs punktā

A definējam ar $\frac{F_E}{e}$, t. i. ar to

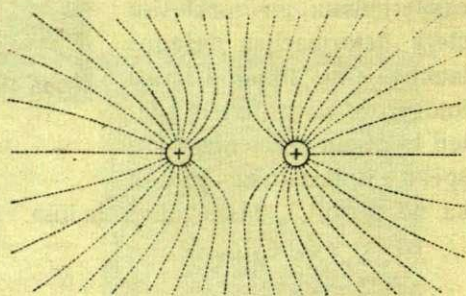
mechaniskās vienībās izteikto spēku, ar kuļū lauks šinī punktā darbojas uz lādiņa

vienību. Bet viņu var izteikt arī ar spēka līniju palīdzību. Ja E ir ņemtais lādiņš (avots), no kuļū radīali uz visām pusēm vienmēri iziet N spēka līnijas, tad kādas sfēras virsmas laukuma vienībai, kas vilkta caur punktu A atstātumā r no lādiņa E , ies cauri

$N_0 = \frac{N}{4\pi r^2}$ spēka līniju. Šo skaitli tad var pieņemt par elektriskā lauka intensitāti šinī vietā, t. i. likt

Interesants ir divu vienas dabas lādiņu elektriskais lauks (zīm. 12. un 13). Viņa attēlojumu aplūkojot dabuļamiespaidu, itkā te abu lādiņu radītās līnijas cenšas viena no otras atgrūzties, meklēdamas ar saviem galiem vietas ar lādiņiem, pretejiem tiem, no kuļū viņas iznāk.

Domājot elektrisko lauku kā eteja deformācijas, kas spēka



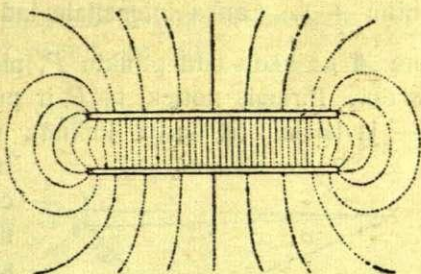
Zīm. 13.

Vienādu lādiņu līniju schema.

$$X = N_0 = \frac{N}{4\pi r^2}.$$

Bet $X = \frac{E}{r^2}$, tapēc $N = 4\pi E$. Tā tad, raksturojot elektriskā lauka intensitati kādā punktā ar to spēka liniju skaitu, kas normalā virzienā iet cauri šinī punktā novietotam cm^2 , mēs līdz ar to definējam to spēka liniju kopskaitu, kuŗu dod šī lauka raditājs lādiņš E . Kā redzam, šis skaits ir transcendentis, jo satur sevī π . Tapēc šī definīcija ir jauzlūko par neizdevušos.

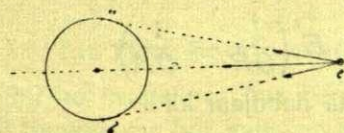
Elektrisko lauku, kuŗā visās vietās ir viena un ta pati intensitate, t. i. kuŗā viņā darbojošais spēks ir no atstātuma neatkarīgs, sauc par *h o m o g e n u* lauku. No nupat dotās otrās lauka intensitates definīcijas ir redzams, ka homogenā laukā spēka linijas ir viscaur paralelas viena otrai. Šāds lauks ir dabujams starp divām preteji lādetām paralelām plātnem (kondensatorā). Zīm. 14. dod šāda lauka schematisku attēlojumu. Kā redzam, sevišķi figuras vidū, tālu no lauka malām spēka linijas ir jo sevišķi paralelas.



Zīm. 14.
Homogens lauks.

§ 194. Potencials. Elektriskais lauks ir pilnīgi definēts tad, ja ir zināma ta intensitate katrā viņa punktā. Intensitati var izteikt vaj nu *C o u l o m b'* a spēka vienībās, vaj arī ar spēka liniju blīvumu. Bet bieži vien ērtāki ir intensitates jēdzienu lietot ne tieši, bet savukārt izteikt caur jaunu funkciju — lauka *p o t e n c i a l u*.

Visvienkāršāks iznāk potenciāla apraksts „punkta lādiņa“ laukā. Ar „punkta lādiņu E “ saprot ģeometrisku punktu ar viņā koncentrētu elektrisku lādiņu E . Saprotams, šāds lādiņš ir pilnīgi fiktīvs, jo katram elektrizētam ķermenim vienmēr ir lielāks vaj mazāks tilpums, bēt tomēr tādu jēdzienu var lietot. Tas redzams no sek. piemēra. Ja kāda metala lode ar radiusu r ir lādēta ar lādiņu E , tad tas sadalās vienmērīgi pa viņas virsmu (§ 197.) tā, ka uz katras tās virsmas vienības laukuma nāk viens un tas pats elektrības daudzums

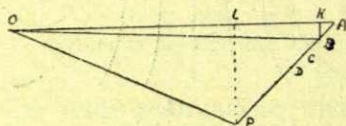


Zīm. 15.
Punkta lādiņš.

$$\eta = \frac{E}{4\pi r^2}.$$

η ir tas lielums, ko sauc elektrisko virsmas blīvumu. Tapēc, ja kādā atstātumā no lodes atrodas lādiņam E pretejs lādiņš e , tad simmetrijas dēļ katram virsmas lādiņam a (zīm. 15.), kurš e pievelk, var atrast pilnīgi simmetriski preti gulošu b tā, ka viņu kopotne ir vērsta uz lodes centru. Tas sakāms par ikkatru lodes virsmas lādiņu pāri; tapēc visa lādetā lode darbojas uz e tā, itkā viņas pašas lādiņš E būtu sakopots vienā punktā — tās centrā. Tas ir tā jo vairak, jo tālaku e ir no lodes.

Nu domasim šādu (piem., pozitīvu) punkta lādiņu E pie O (zīm. 16.) un atstātumā OA no viņa, punktā A , elektrības lādiņa vienību $+1$. Lauka intensitate tad punktā A ir $\frac{E}{OA^2}$. Pārvietojot $+1$ no A uz kādu citu punktu P , mēs darbu vaj nu padaram, vaj iegūstam. Pirmais notiek, ja P ir punkta lādiņam O tuvāk par A , otrais — ja tālak. Šī darba lielumu var dabūt, kā parasts reizinot lauka intensitates (spēka) skaitli ar noieta ceļu.



Zīm. 16.

Bet kā redzams no zīm. 16., ne pats noietais ceļš AP te ir no svara, bet gan viņa projekcija AL uz AO , jo darbs tiek darīts tikai t u v o j o t i e s

lādiņam O . No otras puses, punkta lādiņa lauks nav homogens, kapēc katra ta punktā intensitate ir cita. Šai grūtībai top pāri sadalot AB ļoti daudzos (n) gabalos AB, BC, CD, \dots , kuŗus ņem tik īsus, kā pa viņu gaŗumu intensitate necik manami nemainas. Tad pa pirmo ceļa elementu AB ejot padarītais darbs ir

$$\Delta W_1 = \frac{E}{OA^2} \cdot AK$$

Bet $AK = OA - OK$. Ja AB , resp. AK ir ļoti (bezgala) mazs, tad bez lielas kļūdas var pieņemt $OK = OB$ ¹⁾. Tad $AK = OA - OB$. Ar tādu pat tuvinājumu var likt $OA^2 = OB \cdot OA$ un rakstīt

$$\Delta W_1 = \frac{E}{OA \cdot OB} (OA - OB) = E \left(\frac{1}{OB} - \frac{1}{OA} \right)$$

Otrā ceļa elementa BC darbu tādā pat kārtā dabujam kā

1) Trīsstūrī OAB sāna kvadrats $AB^2 = OA^2 + OB^2 - 2OA \cdot OK = (OK + AK)^2 + OB^2 - 2(OK + AK) \cdot OK = OK^2 + AK^2 + 2OK \cdot AK + OB^2 - 2OK^2 - 2OK \cdot AK = OB^2 - OK^2 + AK^2$. No ta redzam, ka tādā tuvinājumā, kuŗā AB un AK^2 ir uzskatami kā bezgala mazi un tapēc vērā neņemami lielumi, $OB^2 - OK^2 = 0$, t. i. $OB = OK$.

$$\Delta W_2 = E \left(\frac{1}{OC} - \frac{1}{OB} \right)$$

Trešais elements dod

$$\Delta W_3 = E \left(\frac{1}{OD} - \frac{1}{OC} \right)$$

un pēdejs

$$\Delta W_n = E \left(\frac{1}{OP} - \frac{1}{OP_{n-1}} \right)$$

No A uz P ejot padarīto darbu W dabūjam visus šos elementaros darbus kopā saskaitot: $W = \Sigma \Delta W$. Bet vienādību labo pušu sumā visi locekļi, izņemot pirmo un pēdejo, iet divreiz: vienreiz ar $+$, otrreiz ar $-$; tapēc gala rezultātā viņi pazūd, un tad

$$W = E \left(\frac{1}{OP} - \frac{1}{OA} \right).$$

Ja liek $OA = r_A$ un $OP = r_P$, tad

$$W = \frac{E}{r_P} - \frac{E}{r_A}.$$

Ta ir ta darba lieluma izteiksme, kas japastrādā elektrības vienību lādiņa E laukā pārvietojot no atstātuma r_A uz atstātumu r_P . Kā re-

dzam, ta ir divu lielumu diference, no kuŗiem pirmais $\frac{E}{r_A}$ ir saistīts ar

izejas, otrais $\frac{E}{r_P}$ ar gala punktu. Apzīmējot $V_A = \frac{E}{r_A}$ un $V_P =$

$= \frac{E}{r_P}$ rakstam: $W = V_P - V_A$.

Lieluma V daba vislabaki izprotama, ja izejas punktu A ņem bezgalīgā atstātumā no O ($r_A = \infty$). Tad $V_A = 0$ un

$$W = V_P = \frac{E}{r_P}.$$

Tas rāda, ka V_P mēro to darbu, kas japatērē vienu elektrības vienību no bezgalības līdz ņemtajam punktam P atnesot. Bet par šādu P punktu var būt katrs elektriskā lauka punkts; tapēc varam teikt, ka katrs lādiņa E lauka punkts, ņemts atstātumā r no viņa, ir raksturots ar lielumu

$$V = \frac{E}{r}.$$

Šo lielumu sauc lauka potencialu domatā vietā.

Gluži tāda pat ir negatīva lādiņa lauka potenciāla definīcija; tikai viņā V būs mērots ar to darbu, kuŗu iegūst, $+1$ no E uz bezgalību aiznesot. Aiz ša iemesla negatīvā lādiņa lauka potenciālu var uzlūkot kā negatīvu lieluma.

Potenciāls ir vieta s funkcija, kas raksturīga noteiktam punktam elektriskā laukā. Bet katrs punkts telpā ir noteikts ar trim koordinātem x, y, z (I, § 10.); tapēc var teikt, ka V ir šo koordinātu funkcija un rakstīt

$$V = f(x, y, z).$$

Bezgalīgi lielumi ir vairak matemātiski kā fizikāli jēdzieni. Potenciāla praktiskai definīcijai, resp. mērošanai bezgalība kā izejas punkts ir nesasniedzama. Tapēc arī kā nulles - potenciāla vietu ņem ne bezgalību, bet kādu ar norunu par tādu pieņemtu citu, praktiski sasniedzamu vietu, resp. ķermeni. Šīs vietas (ķermeņa) īpašībai ir jābūt tādai, ka viņas potenciāls visos laikos un gadījumos ir viens un tas pats. Kā redzesim vēlāk, parastos apstākļos ļoti konstants potenciāls ir ļoti lieliem ķermeņiem, kāds, piem., ir zemes lode. Tapēc arī zemes lodī un visu ar viņu metaliski savienoto konduktoru potenciālu varam pieņemt par nulles - potenciālu un visu iespējamo lauku, resp. ķermeņu potenciālus salīdzināt ar viņu.

Kā redzam, tā mēs potenciālu definējam ne absolūti, bet relatīvi. Tapēc vienmēr ir jāatminas, ka par viņu runājot, mēs patiesībā domājam potenciālu diferēnci: potenciālu starpību starp domāto vietu un zemi. Tāpat var runāt par divu lauka punktu potenciālu diferēnci. Ar tādu $\Delta V = V_P - V_A$ starp punktiem A un P mēs arī iesākām.

Noskaidrojot potenciāla jēdzienu, mēs visu laiku turejamies pie punkta lādiņa. Ar to potenciālu izteiksme kļūva vienkāršāka. Bet nav grūtību arī kaut kuŗu lādiņu lauka potenciāla definīcijai. Ja lādiņš E ieņem zināmu tilpumu vaj sadalīts pa zināmu virsmu, viņu varam domāt saliktu no atsevišķiem punkta lādiņiem $E = E_1 + E_2 + \dots$. Katrs no tiem kādā telpas punktā P dod savu potenciālu $V_1 = \frac{E_1}{r_1}$, $V_2 = \frac{E_2}{r_2}, \dots$, kuŗi sumēdamies dod kopeju potenciālu

$$V = \sum \frac{E}{r}.$$

Potenciāla vienību dabūjam liekot $E = 1$ un $r = 1$. CGS - sistēmā $E = 1$ E. S. V., $r = 1$ cm. Tapēc potenciāla dimensija ir

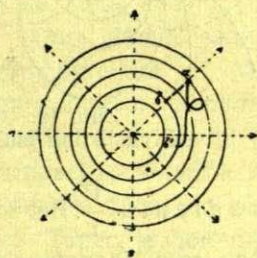
$$[V] = cm^{1/2} gr^{1/2} sec^{-1}.$$

Šā definēta absolūtā elektrostatiskā potenciāla vienība praktiskām vajadzībām ir par lielu. Viņas vietā lieto tās $\frac{1}{300}$ daļu, ko sauc voltu:

$$1 \text{ volts} = \frac{1}{300} E. S. \text{ potenciāla vienības.}$$

Vēl atzīmējama viena svarīga potenciāla īpašība. Kā redzam no zīm. 16. attēlotās metodes, potenciāla diferences lielums nebūt neatkarīgs no tā ceļa veida, pa kuŗu mēs no A uz P ejam. Noteiceja te ir abu punktu tiešo atstātumu diference no lauka avota. Tapēc, ja ar kādu $+1$ lādiņu mēs elektrostatiskā laukā aplejam noslēgtu ceļu, vienlīga kādā viņā vietā, padarītā, resp. iegūtā darba lielums ir 0. Ari šī elektrostatiskā lauka īpašība atgādina gravitācijas lauku: ari pēdejā pa noslēgtu ceļu ejot darbu netērijam un neiegūstam (I, § 27.). Ja ņem vēl vērā, ka pēc savas dabas Newton'a gravitācijas likums ir formeli pilnīgi līdzīgs Coulomb'a likumam, redzam, ka abiem laukiem ir viens un tas pats tips. Tapēc ari saka, ka gravitācijas laukam ir gravitācijas potenciāls.

§ 195. Potenciāls un spēka līnijas. Ja lauks ap lādiņu ir pilnīgi simmetrisks un radials, kā zīm. 17., visos virzienos un vienādos atstātumos no viņā centra (avota) potenciāls ir viens un tas pats. Tapēc, ja domāsim kādu sferu, kas vilkta caur a , tad visās tās virsmas vietās būs viens un tas pats potenciāls V_a . Tāpat kādai citai sferiskai virsmai b potenciāls būs konstants V_b , tāpat ari visām citām sferam. Šādas virsmas ar vienādu (konstantu) potenciālu sauc par izopotencialām virsmām.



Zīm. 17.

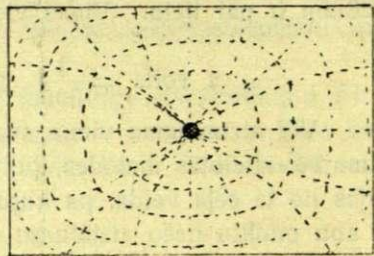
Izopotencialas virsmas.

Kā redzams, zīm. 17. dotā gadījumā visas izopotencialās virsmas ir spēka līnijām normalas. Tapēc pārvietojot kādu lādiņu elektriskā laukā, mēs darbu daram (iegūstam) tikai tad, kad pārijam no vienas izopotencialās virsmas uz otru. Kamēr vien virziņā iet pa pašām virsmām, darba efekta nav. Tapēc ari ir gluži vienlīga, pa kādu ceļu mēs nākošo virsmu (piem., no a uz b jeb b') sasniedzam: vaj tieši, vaj pa kādu citu ceļu, piem., zīmējumā redzamo cilpas līniju.

Zīm. 18. dod schematicu izopotencialu virsmu un spēka līniju attēlojumu tam gadījumam, kad elektrizeta lode novietota liela vadoša kuba (istabas) centrā. Te spēka līnijas beidzas kuba sienās inducētos lādiņos, tapēc šī siena ir pirmā (ar vismazāko potenciālu) izopotencialā virsma. Jo tuvāki lodei, jo sferiskākas top virsmas, bet visu laiku viņas pret spēka līnijām guļ normali.

Nāk. zīm. 19. dod divu preteju lādiņu lauku schemu. Ari te izopotencialās virsmas ir spēka līnijām perpendikulas, kaut gan te elektriskais lauks ir jau stipri sarežģīts.

Izopotencialas virsmas ap elektrisku lādiņu var vilkt neaprobežotā daudzumā. Tomēr arī te, tāpat kā spēka līnijas velkot, viņu skaitu var ņemt tā, lai tas noderet paša lauka raksturojumam. To panāk, velkot viņas tādos atstātumos, kuju potenciālu diference ir viena vienība. Tā ir zīmets zīm. 20., kurš attēlo ar 10



Zīm. 18.
Izopotencialās virsmas,

E . S. V. lādētas lodes ($r = 1 \text{ cm}$) izopotencialo virsmu schemu. Kā redzams, jo tuvāki pašam lādiņam, jo ciešāki (blīvāki) guļ izopotencialās virsmas. Tas izteic to, ka jo tuvāki lādiņam, jo intensīvāks ir lauks. Tā tad ar izopotencialo virsmu blīvumu var raksturot lauka intensitāti.

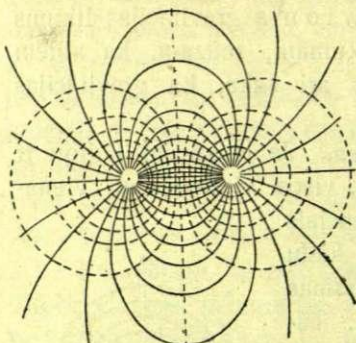
Ja saskaita tās virsmas, kas nāk uz viena gaļuma centimetra spēka līniju virzienā, tad dabū lielumu, kurš raksturo potenciāla maiņu ar atstātumu, tas ir potenciāla k r i t u m u jeb

gradientu $\frac{V}{r}$. Bet $V = \frac{E}{r}$; tapēc potenciāla gradienta skaitliskā vērtība, resp. izopotencialo virsmu blīvums izteic to pašu ko lauka intensitāte: $\frac{E}{r^2}$. Tā redzam, ka starp šiem lielumiem sakars ir ne tikai norunas dēļ, bet arī pēc būtības.

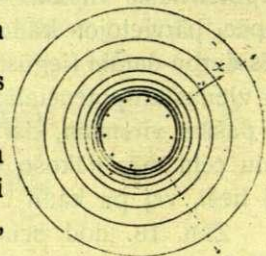
Gan jaņem vērā, ka potenciāla gradienta un lauka intensitātes zīmes ir pretejas. Abi viņi ir vektoriēli lielumi, bet viens pieaug vienā, otrs pretejā virzienā. Tapēc

$$X = -\frac{V}{r}.$$

$\frac{V}{r}$ ir potenciāla gradienta v i d e j ā vērtība. Viņa ir identiska ar



Zīm. 19.
Divu lādiņu lauks.



Zīm. 20.

isteno vērtību homogēnā laukā, kur visās vietās V ir viens un tas pats. Īsteno potenciāla gradienta vērtību kādā noteiktā punktā dabū ņemot to robežu, pēc kuņas cenšas $\frac{V}{r}$, kad r top ļoti mazs. Ņemot palīgā diferencial-analizes apzīmejumus, varam rakstīt

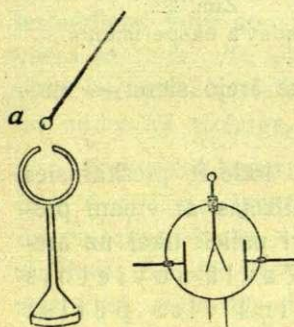
$$-\frac{dV}{dx} = X.$$

Te dx apzīmē ta virziena elementu, kuņā gradients ir ņemts. Tā tad lauka intensitate kādā viņa punktā ir dota ar ta potenciāla derivatīvi šinī punktā.

§ 196. Elektriskais lauks metalos. Faraday'a eksperimenti.

Līdz šim mēs savos spriedumos turejamies pie punktu lādiņiem vaj šādu lādiņu kopojuumiem, neprasot pēc ta, kā viņi pa to tilpumiem sadaliti. Bet nu šim sadalījumam elektriskā lauka īpašību noteikšanā ari ir sava loma. Tapēc reālos gadījumos, kad elektrizetam ķermenim, resp. viņa lādiņam ir lielaks vaj mazaks tilpums, rodas vajadzība ņemt vērā ari šo sadalījumu. Viņu meklejot mēs nonākam pie daudzām interesantām parādībām.

Vispirms jau teoretiski var dabūt jēdzienu, kā kāds, kādam ķermenim piedots lādiņš E pa viņu sadalīsies. E varam domāt saliktu no atsevišķām, pilnīgi patstāvīgām un neatkarīgām porcijām e . Mēs redzesim vēlāk, ka visas šādas porcijas ari lieluma ziņā ir vienādas. Bet tas tagad nekrīt svarā — galvenais ir viņu neatkarība. Un tā kā visiem e ir vienāda elektrizacija, atkarībā no E zīmes, tad visi viņi centīsies viens no otra atiet un jo spējams tālak. Tapēc, ja vien viņu pārvietošanai ķermenī nebūs nekādu lielu šķēršļu ceļā, elektriskais lādiņš E sadalīsies tā, lai viņa atsevišķās porcijas būtu cik spējams tālu viena no otras. Aiz ša iemesla sagaidāms, ka metalā, kuņā elektrība var viegli pārvietoties, visi lādiņi izplūdis pa viņa virsmu; metala iekšienē, turpreti, lādiņu būs maz vaj viņu tur pat nemaz nebūs.



Zīm. 21.

Lādiņš uz konduktora.

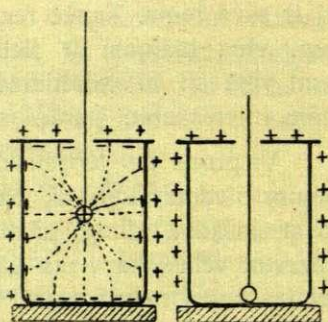
Metalos šis paredzejums viegli pārbaudams. Zīm. 21. rāda metala, uz izolatora

kājas uzstiprinātu sferu ar dziļu iedobumu. a ir izoleta maza metala lodīte, kas brīvi ieiet sferas iedobumā. Ja ar a pieskaņas lādetai sferai no ārpuses un tad tās elektrizaciju pārbauda ar elektroskopu, tas

uzrāda zinamu lādiņu, kuŗa lielums ir atkarīgs no a lieluma un sferas lādiņa lieluma. Bet ja ar a sferai pieskaņamies viņas iedobumā, viņš nekādas elektrizācijas neuzrāda. Tā tad tiešam metala iekšienē nekādu elektrisku lādiņu nav; visi viņi sadalījušies pa viņa virsmu.

Saprotams, šis eksperiments ir par rupju, lai uz viņa pamata vien spriestu par mūsu paredzējuma pareizību. Vispirms jau iebildumu var celt pret to, ka mēs metalā ierīkotā iedobuma elektrisko stāvokli identificējam ar paša metala iekšienes stāvokli. Otrkārt, var būt ka ķermeņa lādiņi ir gan virsmai tuvāk, bet ka tomēr zinama biezuma slāni viņi ir sastopami arī metalā. Tapēc te vajadzīgi vēl citi, precīzāki pierādījumi.

Tādus dod pazīstamie Faraday'a eksperimenti. Zīm. 22. redzama viņu schema. Metala traukā pa caurumu viņa vākā ielaista diegā vaj izolatora kātā iestiprinata pozitīvi (vaj negatīvi) lādeta metala lode. Pats trauks ir izolets, piem., uzlikts uz parafina gabala, un savienots ar elektroskopu. Kā viegli saprotams, radušās indukcijas dēļ elektroskops rādīs pozitīvu (negatīvu) lādiņu un pie tam neatkarīgi no lodes atrašanās vietas traukā: vaj lode karasies zemāk vaj augstāk trauka iekšienē, viņas inducētais resp. elektroskopa lādiņš būs viens un tas pats, jo visos gadījumos viss lodes dotais spēku līniju skaits ir viens un tas pats un viss beidzas uz trauka iekšējām sienām. Tā var sacīt, ka lodes lādiņš ir pārgājījis uz trauka ārejo sienu — metala virsmu.



Zīm. 22.

Faraday'a eksperiments.

Vēl jo pārliecinošāki tas ir tanī gadījumā, kad lode ir pieskārusies trauka sienai. Tad viņas pašas lādiņš $+e$ neitralizejas ar viņam pretejo, uz iekšējās sienas inducēto, un no visa pāri paliek tikai uz ārejas sienas radušais $+e$: noslēgtā metala čaulā novietots un metaliski ar viņu savienots lādiņš viss pāriet uz čaulas virsmu. Bet nu čaulas gadījuma vietā nav grūti iedomāties viengabala metala gadījumu, jo kā redzams, šini eksperimentā trauka sienu biezumam nekādas lomas nav. Tapēc nekas nomainīsies, ja mēs šis sienas domasim arvien biežākas, un beidzot visu trauku ar metalu piepildītu. No ta tad spriežam, ka tiešam metala iekšienē nekādu lādiņu nav.

Šai metālu īpašībai ir liela vērtība elektrostātiskos eksperimentos un citur. Bieži vien lielas kļūdas viņos rodas no tā, ka pārnesot kādu lādiņu no pētāmā ķermeņa uz elektrometru, ka piem., zīm. 21. gadījumā, mēs visu viņu pēdejam atdot nekad nevaram: palīga ķermeņa a vienmēr vienu viņa daļu patur pie sevis un jo lielāku, jo lielāks viņš pats. Tā elektrometrs patiesībā mēro ne visu (patieso) ķermeņa elektrizāciju, resp. lādiņu. Bet ja nu ar a pieskaņas elektrometram ne tieši, bet ieliek viņu zīm. 22. traukā — tā saucamā F a r a d a y' a c i l i n d r ā (pieskaņoties iekšienei), kas elektrometram pievienots, tad viss a lādiņš bez atlikuma pāriet uz elektrometru. Un tiešam, no šāda trauka izņemts a , pat pie visjūtīgākā elektroskopa neuzrāda ne mazākās elektrizācijas pazīmes.

Bet ja metāla iekšienē nav lādiņu, tad tur nav arī indukcijas vārda tiešā nozīmē, tapēc tur nav arī elektriska lauka. Tapēc arī ārējais elektriskais lauks metālā iekšā nespiežas. Metāls, vaj pareizāki metāla virsma ir tā robeža, līdz kuņai ārējo lauku spēka līnijas var iet. Ari šīs patiesības pierādījums pieder F a r a d a y' a m. Izgatavojis izoletu metāla būdu (būriti), viņš tanī novietojās ar visai jūtīgu elektroskopu rokā, likdams būdu no ārienes elektrizēt. Neskatoties uz to ka no būdas virsmas vareja dabūt gaŗas dzirksteles, viņa elektroskops nekādas elektrizācijas pazīmes nerādīja. Tā tad metāla būdas siena ir bijusi kā aizsargs pret visiem ārējiem elektriskiem laukiem un iespaidiem.

Ari šo īpašību izlieto laboratorijās un tehnikā, kad kāds instruments, piem., jūtīgs elektroskops jāaizsargā no ārienes elektriskiem iespaidiem: viņu no visām pusēm apņē ar metāla skārdu, kuņu savieno ar zemi. Te labums vēl ir tas, ka viengabalaina metāla (skārda) vietā var ņemt metāla drāts sietu, ja tā acis nav pārāk lielas. Ari tas noder kā aizsargs, bet viņš ļauj redzēt, kas notiek aiz viņa.

Elektriskā lauka neiespējamība metālā ir saprotama, ja atmināties § 192. par lauka būtību sacīto. Elektriskais lauks ir tās etereja deformācijas, kuņas viņā rodas divus pretejus lādiņus vienu no otra attālinot. Šīs deformācijas var pielīdzināt iestieptam, saspraigtam etereja stāvoklim; viņa dēļ abi lādiņi cenšas tuvoties viens otram. Ja šī tuvošanās ir neiespējama, lauks pastāv. Bet ja lādiņi ir brīvi un var saplūst kopā, kā, piem., metālos, etereja saspīļējums starp viņiem izzūd — elektriskais lauks sabrūk.

Šo metālu īpašību jo plaši izlieto arī ikdieniskā dzīvē: viņa likta moderno z i b e n s - n o v a d i t a j u konstrukcijas pamatā. Ēkas skārda jumtu ar cik spējams lielu un biežu vadu tīklu labi savieno ar zemi

ar tādu aprēķinu, ka lai pati ēka būtu kā metala būrī ieslēgta. Tad arī visstiprākā negaisā viņa ir no atmosfēras elektriskā lauka, resp. zibeņa pasargāta. Šāds novadītājs ir daudz drošāks par agrāk lietotiem — gaŗām kārtim jumta galā (§ 198.).

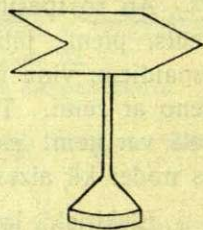
§ 197. Elektriķa uz metaliem. Virsmas blīvums. Metālu iekšienē nav ne elektrisko lādiņu, ne elektriskā lauka. Tur viņš eksistēt nevar. Tapēc, ja iet runa par to, kā kāds metālam piedots lādiņš pa viņu sadalas, tad vienmēr jādome sadalījums pa viņa virsmu. Kā viegli saprotams, šis sadalījums būs atkarīgs no metāla virsmas veida. Visvienkāršākais viņš būs sferas gadījumā. Te, ņemot vērā sferas visaugstāko simmetrijas pakāpi, sagaidāms, ka lādiņa sadalījums pa viņas virsmu būs vienmērīgs. Ja sferas radiuss ir r , lādiņa lielums E , tad uz katras virsmas vienības būs

$$\eta = \frac{E}{4\pi r^2}$$

elektrības vienību. Šo lielumu η mēs § 194. nosaucām par elektrības virsmas blīvumu. Sferas gadījumā viņš ir konstants.

Ari eksperimentāli to tāpat atrodam: pieskaŗoties ar izolatora kātā iestiprinātu mazu metāla lodīti lādetai sferai un tad elektroskopam (ar Faraday'a cilindru), mēs visas reizes, neatkarīgi no pieskaŗšanās vietas, dabūjam vienu un to pašu lādiņu.

Citādi tas ir tad, ja metāla virsma ir nevienādi izliekta. Tāds ir zīm. 23. attēlotais gadījums. Ja te lādiņus ņem no konduktora virsmas cilindriskās daļas, viņi izrādas vienādi. Bet jo tuvāki nākam smaillumam, jo lielāki viņi paliek. Vislielāki viņi ir pašā konusa galā — vissmaillākā viņa vietā. Pretejā gala iedobumā, turpreti, viņu nav nemaz. Un tā tas ir vienmēr: no konduktora asām vietām ņemtie lādiņi vienmēr izrādas lielāki par tiem, ko ņem no līdzenām vietām. Tapēc, lietojot arī te virsmas blīvuma jēdzienu, varam teikt, ka blīvums ir jo lielāks tur, kur konduktora virsma ir vairāk izliekta.



Zīm. 23.

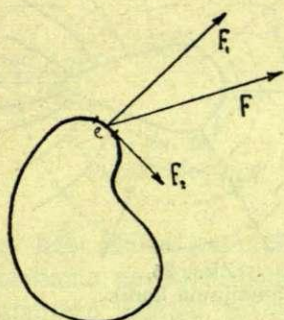
Kā redzam, vispārīgi virsmas blīvums nav pastāvīgs, bet maiņus lielums. Tapēc vispārīgos gadījumos jārunā par blīvumu noteiktā punktā, definejot to kā to robežu, pēc kuŗas cenšas attiecība starp šini punktā ņemtā ļoti maza virsmas laukumiņa lielumu $\Delta\sigma$ un uz šī laukumiņa esošo elektrības daudzumu Δe :

$$\eta = \lim \frac{\Delta e}{\Delta\sigma} = \frac{de}{d\sigma},$$

kad abi šie lielumi tuvojas nullei.

Ciešā sakarā ar elektrisko lādiņu sadalījumu pa konduktora virsmu stāv ta lauka intensitātes sadalījums. Ja katrs lādiņš e , tā tad arī katra virsmas laukuma vienība, dod noteiktu spēka līniju skaitu $4\pi e$, resp. $4\pi\eta$, tad līniju būs jo vairāk tur, kur virsmas blīvums η ir jo lielāks. Tā tad ap konduktora asumiem un smailumiem spēka līnijas ies jo blīvāki. Bet § 192. bija rādīts, ka līniju blīvums izteic lauka intensitāti dotajā vietā; tapēc smailumu tuvumā lauka intensitāte ir jo lielāka. Bet, no otras puses, § 195. mēs redzējam, ka elektriskā lauka intensitāti kautkuņā lauka punktā dod šīnī punktā valdošais potenciāla gradients, t. i. potenciāla kritums normas virzienā. Tapēc visur tur, kur lauks ap konduktoru ir intensīvs, lielāks ir arī lauka gradients un līdz ar to tur blīvāki guļ viņa izopotencialās virsmas.

Izopotencialās virsmas stāv normali pret spēka līnijām. Lādeta konduktora gadījumā pēdejās ir savukārt normas konduktora virsmai.



Zīm. 24.

Tas viegli saprotams, jo preteajā gadījumā (zīm. 24.) spēka līniju virzienā vērsto un lādiņam e pielikto spēku F varetu sadalīt divās perpendikularās komponentēs eF_1 un eF_2 . Pirmā no viņām censtos e raut no konduktora projam; tas nav iespējams un tapēc viņa nekā neparādīsies. Otrā, turpreti, eF_2 , būtu vērsta tangencialā virzienā un vilktu lādiņu e pa konduktora virsmu. Tā tad, ja eF nebūtu virsmai perpendikulārs, elektrība uz konduktora mierā būt nevarētu, bet pārvietotos. Bet par šādiem elektrības tecešanas gadījumiem šē runa nav, tapēc mēs arī

spriežam, ka spēka līnijas ir pret konduktora virsmu normas un tapēc savukārt konduktoru apņemošās izopotencialās virsmas ir viņa paša virsmai paralelas.

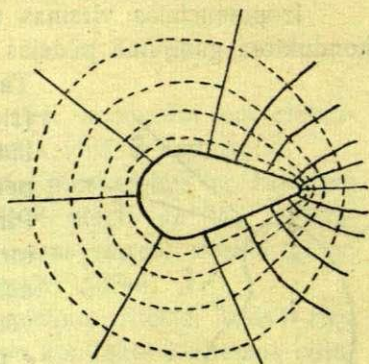
Tālakais slēdziens no tā ir tas, ka arī pati konduktora virsma ir izopotenciala virsma, t. i. ka visos viņas punktos potenciāls ir viens un tas pats. Šo slēdzienu varam eksperimentāli pārbaudīt. Tam nolūkam savienosim savu kātā iestiprināto palīga ķermeni — lodīti ar gaļu, tievu un lokamu drāti ar elektrometru un tad vilksim (nost neņemot) viņu pa ņemtā lādētā, piem., zīm. 23. konduktora virsmu. Tad izrādās, ka kuņā vietā lodīte uz konduktora virsmas arī nebūtu, elektrometrs rāda vienu un to pašu elektrizāciju. Viņa nemainas arī tad, ja lodīte nonāk konduktora iedobumā.

Šis paredzētais un novērotais fakts var izlikties divains, jo nupat bija rādīts, ka elektrības blīvums uz nepareizas formas konduktora

virsmas dažādās vietās ir dažāds, atkarībā no viņas izliekuma. Bet nekādu pretrunu šē nav, ja atminas, ka potenciāls ir mērots ar to darbu, kas jāpatērē vienu (pozitīvās) elektrības vienību no bezgalības līdz domātai vietai — šinī gadījumā konduktora virsmai — atnesot. Bet nu saprotams, ka lai uz jau lādeta konduktora virsmas novietotu vēl kādu jaunu tās pašas zīmes lādiņu, jāpārvar visu uz viņa jau esošo lādiņu pretestību, — lai arī kā viņi tur būtu sadalīti. Tapēc arī metaliska ķermeņa potenciāls pa viņa virsmu ir konstants.

Tāpat divains varetu izlikties tas, ka ar vienu un to pašu elektroskopu vienreiz mēs mērojam uz viņu pārnestos elektrības daudzumus, otrreiz — potenciālu. § 199. būs rādīts, ka arī te nekādas pretrunas nav, jo kāda konduktora lādiņš un potenciāls ir viens otram konstanti proporcionāli.

Augšā sacītā ilustrācijai var nodert schematiskais zīm. 25. Viņā dots lauks, ta spēka līnijas un izopotencialo virsmu bilde atkarībā no lādiņa sadalījuma pa konduktora virsmu. Kā redzam, izopotencialās virsmas ir konduktora virsmai paralelas gan tikai nelielos atstātumos no tā. Kad atstātumi top tik lieli, ka konduktora dimensijas, ar viņiem salīdzinātas, top mazas, virsmas arvien vairāk tuvojas sferiskām. Tas arī saprotams, jo uz ļoti lielu attālumu mūsu konduktors darbojas kā punkta lādiņš.



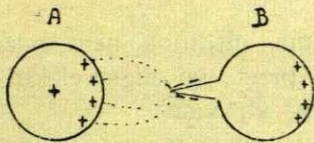
Zīm. 25.
Smailuma lauks.

§ 198. Smailumu iespaids. Dzirkstele. Kad konduktora virsma kādā vietā ir ļoti asa, elektrības blīvums te top visai liels; līdz ar to šās vietas tuvumā elektriskā lauka intensitāte top ārkārtīgi liela. Tapēc var gādīties, ka ap konduktoru esošais izolators, piem., gaiss te vairs neztur un elektrība no konduktora aizplūst; notiek process, ko var nosaukt par konduktora pašizlādešanos. Viņš ļoti novērojams ar izoletā kājā uzstiprinātu metāla lodī. Ja lodei ir līdzena virsma, viņa savu lādiņu piepatur ļoti ilgi. Ja, turpreti, viņai pierīko kādu smailumu, lode drīzi vien izlādejas. Šī paša iemēsla dēļ arī ar putekļiem pārklāts konduktors agrāk zaudē savu lādiņu kā tīrs konduktors. Te smailuma lomu izpilda putekļi, radīdami uz konduktora virsmas paugstinājumus, pa kuņiem ta lādiņi aizplūst. Tapēc arī visos elektriskos eksperimentos, un sevišķi pie augstiem spraigumiem, jā rūpejas lai

visi konduktori būtu labi izoleti, tīri un bez asumiem. Sevišķi visiem drāšu galiem jābūt labi apslēptiem; to panāk uzliekot viņiem apaļas svina vaj cita metala lodītes.

Šis pašizlādešanās process ir visai komplicēts, jo viņš ir no daudziem faktoriem atkarīgs. Vispirms jau no paša izolatora ap konduktoru. Ja tas ir gāze, tad viņas spiedienam te ir liela loma. Tad arī paša asuma forma un īpašības (oksidēts vaj tīrs) te ir no svara. Tapēc sīkāk viņu apskatīsim vēlāk, kad būs runa par elektrības plūsmu gāzēs. Tagad atzīmesim tikai dažas viņam līdzīgo ejošās parādības.

Ja smailums lādētu konduktoru izlādē, tad arī otrādi — neitrālu konduktoru elektriskā laukā viņš aizlādē ar paliekošu lādiņu. Te notiekošais kaut cik saprotams no zīm. 28⁶. Pa kreisi stāvošais, pozitīvi elektrizētais konduktors *A* inducē otrā konduktora *B* smailuma galā negatīvus lādiņus. Ja smailums ir ļoti ass, šo lādiņu blīvums te ar laiku top visai liels, kāpēc starp konduktoriem esošais gaiss vairs neiztur un daļa smailuma negatīvo lādiņu aiziet uz pozitīvo lodi *A*, daļu viņa lādiņa kompensējot. Tā *B* paliek pozitīvi lādēts, *A*, turpreti, tik



Zīm. 28⁶
Pašizlādešanās.

pat lielu lādiņu pazaudē. Bet tanī pašā laikā indukcijas ceļā uz *B* smailuma negatīvie lādiņi rodas no jauna. Kad viņu blīvums sasniedz vajadzīgo lielumu, arī viņi aiziet uz *A*. Tā *A* lādiņš pamazām kļūst mazāks, *B* pozitīvais lādiņš, turpreti, pieaug. Te parādība norisinās tā, itkā *B* pa savu smailumu sevī lādiņu no *A* uzsūktu. Tapēc šo procesu var nosaukt par konduktora *B* pašizlādešanos. Kā viegli saprast, viņš turpināsies tik ilgi, kamēr vien *A* spēs inducēt uz *B* smailuma pietiekoši liela blīvuma lādiņus.

Ja konduktors *B* resp. smailums ir savienots ar zemi, tad viņā inducēto pozitīvo elektrību kompensē no zemes nākošie negatīvie lādiņi (§ 189). Tapēc viņa lādiņš vienmēr ir 0. Tā *A* tuvumā novietots viņš to vienkārši izlādē.

Šo smailuma īpašību — novadīt elektrisko lauku — mēģina izlietot zibens novadītājus taisot: uz aizsargajamās ēkas jumta, resp. skursteņa uzstāda gaŗas metala kārtis ar asiem smailumiem galā. Lai pēdejie nerūsetu, viņus apzelti vaj niķelē; tapēc viņi iznāk dārgi. Bet nu nav grūti pierādīt, ka praktiska šādu novadītāju, resp. aizsargu vērtība nav liela. Te pietiek minēt ka pat pie tik

augstiem potenciāliem, kādi ir negaisa mākoņos, tas elektrības daudzums, kas paspēj smailumā ieiet un pa viņu noiet uz zemi, salīdzinot ar pašu mākoņa lādiņu ir nesalīdzināmi mazs. Ja jau apstākļi būs tādi, ka mākonim domatā vietā būs vajadzība savu lādiņu sūtīt uz zemi, nekādi smailumi nelīdzēs. Pat vēl otrādi — ja viņi nav pietiekoši droši ar zemi savienoti, sliktās kontakta vietās rodas dzirksteles, no kuņām var celties uguns. Tapēc mūsu laikos zibens novadišanai lieto vairs ne smailumus juntu galos, bet gan ieslēdz ēku ar zemi savienotā metala būrī, kā par to stāstīts § 196.

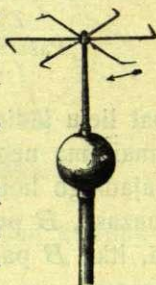
Positīvi un negatīvi lādetu konduktoru pašizlādešanās pa smailumiem nav vienāda. Novērojumi rāda, ka negatīvi lādeti smailumi zaudē lādiņu agrāk un vairāk kā pozitīvi lādeti. Tas vedams sakarā ar negatīvās elektrības lielaku kustības brīvību gazē.

No gazē novietotā smailuma aizplūzdama, elektrība ņem līdzīgas gāzes molekulas, tā radot viņas plūsmu. Tā, piem., no augsti elektrizeta smailuma gaisa aizplūst ar tādu sparū, ka viņa ceļā novietota svece nodziest. Šo parādību sauc par elektrisko vēju. Viņa esamība liecina, ka elektrības transportā no smailuma ņem dalību arī apkārtejo gāze. Zīmējums 27. rāda pazīstamo eksperimentu — elektriskā vēja dzirnavas. Te griešanos rada tā reakcija, kuja rodas no aizplūstošā gaisa smailumu galos.

Novietojot augsti lādetu smailumu tumsā, redzam viņa galā mirdzošu punktu. Pie ļoti augstām elektrizācijām no viņa uz visām pusēm iet sārti-violetā krāsā mirdzošas bārkstas. Tie ir tie ceļi gazē, pa kujiem elektrība izplūst jo lielos daudzumos. Šī parādība ir cieši saistīta ar apkārtejo gāzes dabu un galvenā kārtā ar tās spiedienu. Tapēc sīkaki arī viņu aplūkosim vēlāk.

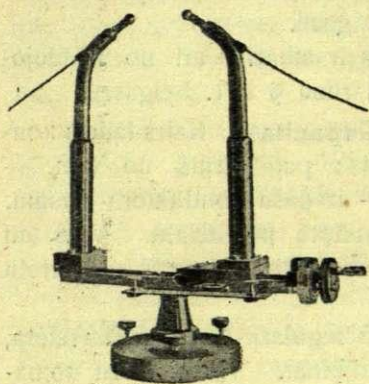
Kad konduktora potenciāls top visai liels, pareizaki — kad liela top potenciālu diference starp viņu un tā apkārtnē esošiem citiem konduktoriem, izlādešanās process iegūst disruptīvu raksturu: elektrības pārejas ceļi top spilgti gaiši, pie kam dzirdams skaļš vai klusšs sprakšiens. Šo parādību sauc par elektrisko dzirkstelī.

Dzirksteles izcelšanās apstākļus un viņas īpašības vislabaki novērot ar diviem dažādi (preteji) elektrizētiem konduktoriem, piem., divam metala lodītem. Vēl labaki, ja katra no lodītem ir savienāta ar attiecīgu elektrizācijas avotu, piem., elektrizācijas mašīnas (§ 208.) *polu.*



Zīm. 27.
Elektriskā vēja dzirnavas.

Zīm. 28. rāda tā saukto „dzirksteles mikrometru“, kurā atstātumu starp lodītem var mikrometriski mainīt. Tad var novērot, ka dzirksteles izcelšanās ir atkarīga no vairākiem faktoriem. Ja potenciālu diference starp lodītem ir konstanta, dzirkstele rodas tikai tad, ja atstātums starp viņām nepārsniedz zināmu lielumu. Jo mazāka ir potenciālu diference, jo mazākam ir jābūt atstātumam. Pie videjiem potenciāliem (ap 5000—50.000 voltu) bez lielas kļūdas var pieņemt tiešu proporcionalitāti starp abiem šiem lielumiem. Tapēc praksē potenciālu diferenci starp diviem konduktoriem bieži mēro ne ar voltiem, bet ar to dzirksteles gaŗumu centimetros, kas starp

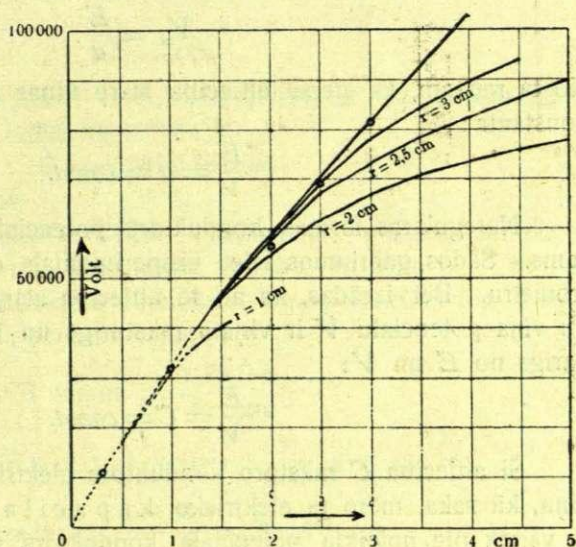


Zīm. 28.

Dzirksteles mikrometrs.

viņiem dabujama. Zīm. 29. dod eksperimentāli dabūto sakaru starp šo gaŗumu un potenciālu diferenci voltos.

Kā redzam, grafikas tomēr ir ne pilnīgi taisnas, bet liektas līnijas. Otrkārt atzīmējama dzirksteles gaŗuma atkarība (pie dotā potenciāla) no konduktoru dimensijām, piem., lodiņu rādiusiem r : jo mazāki ir pēdejie, jo āgrāki dabujama dzirkstele. Tas arī saprotams, jo visvieglāk viņa rodas starp smailumiem. Tapēc izteicot potenciālu ar dzirksteles gaŗumu, vienmēr jāatminas, ka ar to ir dots tikai apmēra skaitlis.



Zīm. 29.

Dzirksteles gaŗums un potenciāls.

Vēl minams, ka disruptīva elektrības izlādešanās, resp. dzirkstele var rasties ne tikai gāzēs, bet arī šķidros un cietos izolatoros. Tā piem., pie ļoti augstiem potenciāliem dzirksteli starp diviem smailumiem var dabūt arī caur vairākiem centimetru biezu stiklu, ebonītu, para-

finu etc. Šajos gadījumos dzirkstele izolatorus bojā arī mehāniski, izsītot viņiem caurumus, pareizāki — kanālus. Šo pēdejo veids ir gluži līdzīgs mirdzošam dzirksteles ceļam gažē.

Elektriskās dzirksteles ārejš izskats ir atkarīgs arī no izlādejošās elektrības daudzuma. Par to būs vēl runa § 201. beigās.

§ 199. Konduktora potenciāls. Kapacitāte. Katrs lādets konduktors ir izopotencialu virsmu apņēmts; pati pirmā no tām — virsma ar lielāko potenciāla vērtību V , — ir paša konduktora virsma. Tapēc arī V var saukt par paša konduktora potenciālu. Viņš tad mēro to darbu, kas jāpatērē, lai uz konduktora virsmas novietotu vienu elektrības vienību.

Kad konduktora forma ir vienkārša un regulāri-ģeometriskā (sfera, ellipsoīds etc), ta potenciālu var viegli aprēķināt. Kā piemēru domāsim metāla lodi ar radiusu a un lādiņu E . Kā rādīts § 194, šī sfera elektriski uz ārieni darbojas tā, itkā viss viņas lādiņš būtu koncentrēts tās ģeometriskā centrā. Tapēc te a cm no centra viltās izopotencialās, resp. pašas lodes virsmas potenciāls ir

$$V_a = \frac{E}{a}.$$

No ta redzam, ka sferai attiecība starp viņas lādiņu un potenciālu ir konstanta :

$$\frac{E}{V} = a = \text{const.}$$

Neregularas formas konduktoru potenciālus aprēķināt nav iespējams. Šādos gadījumos jāiet eksperimentāls ceļš, ņemot palīgā elektrometru. Bet izrādas, ka arī te attiecība starp konduktora lādiņu E un viņa potenciālu V ir viņam raksturīgs un konstants lielums, neatkarīgs no E un V :

$$\frac{E}{V} = C = \text{const.}$$

Šī attiecība C raksturo konduktora elektrības uzņemšanas spēju; viņa, kā saka, mēro ta elektrisko kapacitāti. Jo lielāka viņa ir, jo vairāk pie noteikta potenciāla konduktors var sevī uzņemt elektrības. Kā redzam, te ir analogija ar siltuma kapacitāti (I, § 125.). Ja C ir zināms, var rakstīt

$$E = CV.$$

Tas rāda, ka kāda konduktora potenciāls ir viņa lādiņa lielumam proporcionāls.

Kapacitāte ir no konduktora materiāla, resp. vielas neatkarīga. Tas novērojams, vairākus vienādas formas un vienādu dimensiju kon-

duktorus ar vienu un to pašu lādiņu lādejot un tad katru pa reizei savienojot ar elektrometru. Vaj konduktors ir no svina vaj vara, ogleš vaj ūdens, pildīts vaj vidū tukš — elektrometrs rāda vienu un to pašu elektrizaciju. Bet tiklīdz mainas konduktora dimensijas, mainas arī viņa kapacitate.

Visvienkāršākais ir sakars starp kapacitāti un konduktora dimensijām sferas gadījumā. Kā rāda augšējā formula, te $C = a$, t. i. sferas kapacitate ir izteikta ar tās radiusu. Jo lielāks ir pēdejs, jo lielāka ir kapacitate: viņa aug un krīt proporcionāli radiusam. Tas skaisti novērojams, ja izoletas metala caurules galā izpūstu ziepju burbuli pievieno elektrometram (savienojot ar pēdejo pašu cauruli) un tad aizlādē. Kad gaiss, burbuļa spiests, no viņa pamazām pa cauruli aiziet un burbulis saraujas, tad elektrometra rādītā elektrizacija pieaug proporcionāli burbuļa radiusa saīsinājumam. Tā kā te $e = const.$, tad tas rāda, ka burbuļa kapacitate ir samazinājusies.

Šie novērojumi un slēdzieni tūlī dod kapacitātes dimensiju.

Atminot, ka $[E] = cm^{\frac{3}{2}} gr^{\frac{1}{2}} sec^{-1}$ un $[V] = cm^{\frac{1}{2}} gr^{\frac{1}{2}} sec^{-1}$, redzam ka *CGS* - sistēmā

$$[C] = cm.$$

Tā tad lodes kapacitate *CGS* — sistēmā ir dota ar tās radiusu centimetros. Piem., zemes lodes kapacitate ir

$$C = 6,367 \cdot 10^8 cm,$$

jo tāds ir zemes radiuss.

Praktiskiem aprēķiniem *CGS* - kapacitātes vienība dažreiz ir par maza. Tad viņas vietā lieto jaunu vienību, ko sauc par farādu (*F*). Farads ir tāda konduktora kapacitate, kuŗa potenciāls top 1 volts, kad viņam uzliek 1 kulonu lielu lādiņu:

$$1 \text{ farads} = \frac{1 \text{ kulons}}{1 \text{ volts}}.$$

Tā kā 1 kulons = $3 \cdot 10^9 E. S. V.$, 1 volts = $\frac{1}{300} E. S. V.$, tad

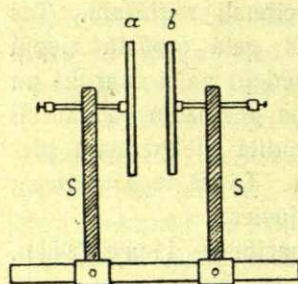
$$1 \text{ farads} = \frac{3 \cdot 10^9}{\frac{1}{3} \cdot 10^{-2}} = 9 \cdot 10^{11} cm.$$

10^{-6} farada sauc mikrofarādu (μF)

No sacītā ir saprotams, ka divu vaj vairāku metaliski savienotu konduktoru sistēmas kapacitate ir lielāka par katra atsevišķa konduktora kapacitāti. Jo lielākas ir kādam konduktoram *A* pievienotā konduktora *B* dimensijas (virsmas), jo vairāk pieaug viņa kapacitate un jo mazāks paliek visas sistēmas (*A + B*) potenciāls. Tapēc kāda kon-

duktora potenciālu ar elektrometru mērojot, pēdejsais jāņem cik spējami mazs (ar mazu kapacitāti), jo preteajā gadījumā viņš pētamo potenciālu stipri reducēs.

Tomēr konduktora dimensijas (forma) ir ne vienīgās viņa kapacitātes noteicejas. Novērojumi rāda, ka te liela loma piekrīt arī citu, resp. ar zemi savienotu konduktoru t u v u m a m . Tā, piem., ja aizlādetam, izoletam un ar elektrometru savienotam metala gabalam tuvinam



Zīm. 30.
Kondensators.

roku vaj citu kādu ar zemi savienotu vadītāju, viņa potenciāls pazeminās. Vēl jo labāki tas vērojams sekošā eksperimentā (zīm. 30.). a un b ir divas vienādas metāla (misiņa) plātnes, kas iestiprinātas izolatora (ebonīta) stabiņos s , s . Stabiņi stumdami pa kopeju sliedi tā, ka plātnes var tuvināt vaj attālināt paraleli vienu otrai. Ja nu vienu no viņām, piem., a savieno ar elektrometru un tad aizlādē, otru, b , turpreti, savieno ar zemi, tad mainot atstātumu

starp viņām var novērot dažādas elektrometra elektrizācijas. Vislielākā elektrizācija ir tad, kad b stāv no plātnes a vistālāk. Jo tuvāki plātne b nāk, jo mazāks top a potenciāls; viņš paliek ļoti mazs, gandrīz pazūd, kad b stāv pie a tikai dažū mm daļu attālumā. No tā spriežam, ka a kapacitāte ir jo lielāka, jo tuvāki viņai stāv plātne b .

§ 200. Kapacitātes fizikalā nozīme. Kondensators. Pagājušā § par konduktora potenciālu un kapacitāti sacītais top saprotams, ja ņem palīgā elektriskā lauka jēdzienu. Ja konduktora lādiņš ir $+E$, tad no viņa iziet $4\pi E$ spēka līnijas. Visas šīs līnijas sākas uz konduktora virsmas, — visas viņas arī kaut kur nobeidzas, un proti tur, kur tās sastop attiecīga lieluma pretejus (inductus) lādiņus. Bet spēka līniju jēdzienu mēs vienmēr saistām ar sprauguma, resp. iestiepuma jēdzienu: spēka līnijas reprezentē tās deformācijas, kas radušās eterī, viņā lādiņu $+E$ novietojot. Tapēc, ja līnijas galā atrastais (inductais) lādiņš ir brīvs, spēka līnija var saīsināties, lādiņš viņai seko uz elektrizēto ķermeņi un daļu no $+E$ neitralizē; tā pašai līnijai saraujoties un sabrūkot, sabrūk arī elektriskais lauks. Bet kad līnijas galā atrastais lādiņš līdz elektrizētam ķermeņim nevar tikt, līnija paliek iestieptā stāvoklī, līdz kam pastāv arī elektriskais lauks. Šā spriežot elektrisko lauku ap kādu, ar lādiņu $+E$ lādetu ķermeņi varam domāt radušos no tam, ka no iepriekš neitralā ķermeņa ir paņemts lādiņš $-E$ un aizņemts līdz tai tuvākai vietai, kur viņu var piestiprināt. Ar to visas

ķermeņa virsmai piesietās $4\pi E$ spēka līnijas tiek iestieptas un jo vairāk, jo tālāk $-E$ ir aizņests, t. i. jo tālāk ir viņa piestiprinājuma vieta. Te notiekošo var salīdzināt ar mehānisku modeli, kurā kādam ķermenim ir piestiprināti elastīgi gumijas diegi, kuri iestiepti un piestiprināti pie citiem apkārtejiem ķermeņiem. Jo tālāk pēdējie stāvēs no ņemtā ķermeņa, jo vairāk iestiepti būs diegi.

Bet nu diegus, resp. spēka līnijas iestiepjot mēs patērijam darbu, kurš būs jo lielāks, jo lielāks būs aizņestais lādiņš $-E$ un jo tālāk viņš būs aizņests. Kā redzams, šis darbs būs elektriskā lauka, resp. ņemtā konduktora potenciālam proporcionāls. Tas tad rāda, ka kāda elektrizeta konduktora potenciāls ir atkarīgs arī no lauka lieluma, t. i. no citu konduktoru tuvuma. Jo tālāk ir pēdējie, jo spēka līnijas ir gaļakas, resp. vairāk izstieptas, jo lielāks ir stiepjot padarītais darbs, t. i. potenciāls. Jo tuvāki lādetam konduktoram stāv citi, jo mazāk izstieptas ir viņa spēka līnijas, jo mazāks ir viņa potenciāls. Bet ja kāda, ar konstantu lādiņu lādeta konduktora potenciāls vienreiz ir mazāks, otreiz lielāks, tad tas nozīmē, ka pirmo reizi viņa kapacitāte ir bijusi lielāka, otreiz mazāka. Tā mēs dabūjam pag. § beigās atzīmetā fakta izskaidrojumu, ka lādeta konduktora kapacitāte ir atkarīga no citu konduktoru tuvuma.

Te nebūs lieki vēl reizi atzīmēt, ka ar šo izskaidrojumu mēs gandrīz bez kādām ierūnām nostājamies uz Faraday'a viedokļa. No viņa mēs redzam, kas elektriskās parādībās ir tas galvenais: tas ir ne pats elektrizetais ķermenis, bet gan ap viņu esošais lauks, resp. tās deformācijas, kurās rodas tā apkārtnē, kad viņu elektrizējam. Ķermeņu elektriskās īpašības ir noteiktas ar to saspraigto, resp. deformēto stāvokli, kurā nonāk ap viņiem esošais eteris, kad uz tiem jeb tanīs esošās pretejas elektrības telpiski šķīrām. Kad šīs deformācijas izlīdzina, pazūd arī ķermeņa elektrizācija. Tā tad ne pats lādetais ķermenis, bet gan viņa lauks ir tā elektrisko īpašību šūpulis. Un līdzas tam kā loģiski nepieciešamu un neatvairāmu slēdzienu mēs dabūjam atziņu, ka elektriskās parādībās nav un nevar būt *actio in distans*. Šī slēdziena uzrādīšana ir viens no Faraday'a galveniem nopelniem.

No sacītā redzams, ka runājot par kāda konduktora, piem., istabas vidū nostādītas izoletas metāla lodes kapacitāti, mums vienmēr jādama viss tas ķermeņu kopums, līdz kuriem sniedzas viņa spēka līnijas — mūsu gadījumā tā tad arī istabas sienas. Tā tad patiesībā ir jārunā par veselas konduktoru sistēmas kapacitāti. Jo tuvāki stāv atsevišķie sistēmas ķermeņi viens otram, resp. lādetam ķermenim, jo lielāka ir viņas kapacitāte. Visvienkāršākā ir divu ķermeņu sistēma. Praktiski tādu dabū, ja lādetam konduktoram samērā tuvu novieto

tikai vienu, pārējos sistēmas konduktorus tālu. Tāds gadījums ir zīm. 30. attēlotais, kur elektrizetai plātnei a preti stāv ar zemi savienota otra b . Te pārējo ķermeņu (sienu, galda etc) iespaids ir mazs, jo gandrīz visas elektriskās spēka līnijas atrodas starp plātnēm: uz vienas tās sākas, uz otras beidzas (sal. zīm. 12.). Līniju iestiepums, tā tad arī visas sistēmas kapacitāte te ir noteikta ar plātņu atstātumu. Kad plātnes ir tuvu viena otrai (kapacitāte liela), sistēmai būs vajadzīgs dot visai lielu lādiņu, lai viņas potenciāls kaut cik pieaugtu. Tā redzam, ka divu vaj vairāku konduktoru sistēmas ar lielu kapacitāti var izlietot lielu lādiņu uzkrāšanai. Tapēc šādas (parasti divu ķermeņu) sistēmas sauc par kondensatoriem.

Zīm. 31. dod tā saucamā sferiskā kondensatora schematisku attēlu, kuņā elektriskais lauks rodas starp iekšējo elektrizējamo lodi A un ar zemi savienoto čaulu B . Ja A un B ir koncentriski, visas spēka līnijas ir vienādā gaņumā un vienādi izstieptas. Tapēc šāda kondensatora lauks ir simmetrisks un radially homogens. Viņa kapacitāti nav grūti aprēķināt. Ja A lādiņš ir e , tad no viņa vienmērīgi uz visām pusēm iziet $4\pi e$ spēka līniju; tikpat līniju (lādiņos — e) beidzas čaulas B iekšpusē. Apzīmēdami A rādiusu ar a un B rādiusu ar b , varam teikt, ka uz A virsmas lauka potenciāls ir $V_A = \frac{e}{a}$, uz čaulas B iekšējās sienas $V_B = \frac{e}{b}$. Lauku radot, resp. spēka līnijas no A līdz B stiepjot padarītais darbs tad ir

$$V = V_A - V_B = e \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right)$$

jeb

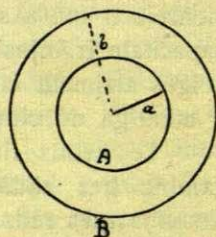
$$V = \frac{b-a}{ab} \cdot e$$

Tas ir konduktora potenciāls, e ir viņa lādiņš. Salīdzinot šo saistību ar vienādību $e = CV$, redzam, ka sferiska kondensatora kapacitāte ir

$$C = \frac{ab}{b-a} \text{ (cm).}$$

Ja to rakstam

$$C = \frac{a}{1 - \frac{a}{b}},$$



Zīm. 31.

Sferiskais kondensators.

tad redzam, ka C ir jo mazāks, jo lielāks ir b , t. i. jo tālāk čaula ir no sfēras A . Kad b top bezgalīgi — praktiski ļoti liels, salīdzinot ar a , lielumu $\frac{a}{b}$ var likt vienādu ar 0, un tad palikušās sfēras kapacitāte ir

$$C = a,$$

kā to jau rakstījam agrāki.

Vienkāršs ir jau minēto plātņu kondensators (zīm. 30). Ja abas paralelās plātnes a , b ir lielas un diezgan tuvu viena otrai, var pieņemt, ka lauks starp tām ir homogēns, t. i. ka spēka līnijas ir plātņu virsmām normalas, resp. paralelas viena otrai. Ja uz vienas plātnes a virsmas lādiņu blīvums ir η , tad no viņas otrai plātnei b pretim iziet $=4\pi\eta$ spēka līnijas, kur tās inducē $-\eta$. Līdz ar to $4\pi\eta$ ir vienam lauka cm^2 cauri ejošo līniju skaits, t. i. $4\pi\eta$ ir lauka intensitāte X . Ja d ir atstātums starp plātnēm, tad $4\pi\eta d$ ir līnijas stiepjot padarītais darbs, t. i. tas tad ir potenciālu difference starp plātnēm, resp. kondensatora potenciāls:

$$V_a - V_b = V = 4\pi\eta d.$$

Ja plātnes a virsmas laukums ir S , tad uz viņas esošais elektrības daudzums ir $E = S\eta$. Tapēc visa kondensatora kapacitāte ir:

$$C = \frac{E}{V} = \frac{S}{4\pi d},$$

tā tad proporcionāla viņa plātņu laukumam S un preteji proporcionāla to atstātumam d .

Nupat aplūkotam tuvu stāv divu koaksiālu cilindru kapacitātes gadījums, it īpaši tad, kad abu cilindru radiusi ir lieli. Šāda cilindriskā kondensatora kapacitāte, vismaz pirmā tuvinājumā ir

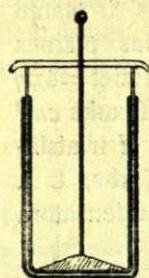
$$C = \frac{S}{4\pi d} = \frac{S}{4\pi(R_1 - R_2)},$$

ja $d = R_1 - R_2$ ir abu cilindru radiusu difference, resp. cilindrisko virsmu atstātums.

§ 201. Praktiskie kondensatori. Savienojumi. Kā sacīts, par kondensatoru var būt ikkuņu divu konduktoru sistēma, ja vienu no tiem var lādēt un otru savienot ar zemi. Šādas sistēmas kapacitāte ir jo lielāka, jo lielākas ir konduktoru virsmas un jo tuvāki viens otram tie ir. Tomēr praksē ieviesušies vienīgi plātņu, resp. cilindriskie kondensatori, kuņus taisa vaj nu ar noteiktā atstātumā fiksetām, vaj arī stumdamām plātnēm. Ka visvienkāršākais pirmā tipa priekšstāvis

minama tā sauc. Franklina tafele. Ta ir stikla plate ar abās pusēs uzlīpinātām staniola lapām (zīm. 32.). Labs piestiprinašanas līdzeklis ir stērķele vaj tauki; tikai jā rūpejas, lai zem staniola nepaliktu gaisa pūslīši.

Pie ša paša tipa pieder plaši pazīstamais un daudz lietotais Leidenes trauks. Ta schema rādīta zīm. 33. Stikla trauks no ār- un iekšpuses aplīpināts ar staniolu.



Zīm. 33.
Leidenes trauks.

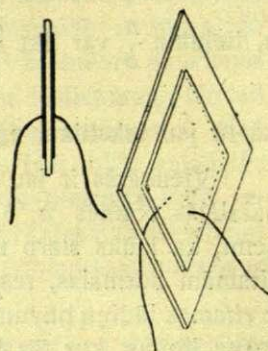
Tie ir tā saucamie trauka „klājumi“. Iekšējais klājums pieskaņas cauri trauka ebonīta (koka) vākam izlaistajām stienim. Jo trauks ir lielaks, resp. jo lielaka ir viņa klājumu virsma, un jo tuvaku viens otrs šie klājumi ir, t. i. jo plānaka ir paša trauka siena, jo lielaka ir viņa kapacitāte, kas aprēķināma pēc augšējās formulas

$$C = \frac{KS}{4\pi d}$$

Te K ir stikla sienas materiāla konstante, par kuru būs runa vēlāk (§ 202). No C izteiksmes redzam, ka ar plānu sienu traukiem arī pie mazām dimensijām sasniedzamas lielas kapacitātes. Tā viņos var uzkrāt lielus elektrības daudzumus. Bet te jāņem vērā, ka augstu potenciālu gadījumā trauka sienas nedrīkst būt ļoti plānas, jo tad viņa klājumu potenciālu diference var izlādeties caur stiklu, izsitot viņā caurumu. Pēc tam šāds trauks, saprotams, ir nederīgs. Tā redzam, ka ar klājumu tuvinašanu Leidenes trauka kapacitātes paaugstinašanai ir robežas, kuras nosaka ņemtā materiāla „elektriskā izturība.“

Otro kondensatoru tipu reprezentē jau § 199. minētais stumdamo plātņu kondensators. Viņš tā tad pieder pie mainamās kapacitātes kondensatoru tipa. Viņā kapacitāte mainas ar d — plātņu atstātuma maiņu. Bet var konstruēt arī tādus kondensatorus, kuros d paliek nemainīgs, bet kur mainas S — plātņu virsmas laukumi. To var sasniegt ar diviem koaksialiem metāla cilindriem, ja iekšējo ietaisa seklāki vai dziļāki ārējā ielaižamu. Ari turpmāk apskatamais maiņus kondensators (zīm. 36.) pieder šim tipam.

Atsevišķus kondensatorus var savienot baterijās. Zīm. 34. dod paraleli (blakus) savienotu kondensatoru bateriju, ar atsevišķām kapacitātem C_1 , C_2 , C_3 . Kā viegli saprast, te baterijas



Zīm. 32.
Franklina kondensators

klājumu laukums ir vienads ar atsevišķo kondensatoru klājumu laukumu sumu, kapēc tās kapacitāte ir ņemto kapacitātu summa :

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

Precizāki tas rādams sek. kārtā. Nosauksim atsevišķo kondensatoru lādiņus ar e_1, e_2, e_3, \dots , viņu plātņu potenciālus ar $V_1, V_1'; V_2, V_2'; V_3, V_3'$, etc. Tad viņu kapacitātes ir c_1, c_2, c_3, \dots , un $e_1 = c_1(V_1 - V_1')$, $e_2 = c_2(V_2 - V_2')$, $e_3 = c_3(V_3 - V_3')$. . . Blakus savienojumā savienoto plātņu lādiņi sumejas, kapēc baterijas lādiņš $E = e_1 + e_2 + e_3 + \dots$. Lidzi tam visi V top vienādi savā un visi V' savā starpā ($V_1 = V_2 = V_3 = \dots = V, V_1' = V_2' = V_3' = \dots = V'$), jo visu metaliski savienotu konduktoru potenciāls ir viens un tas pats. Tapēc, ja baterijas mekletā kapacitāte ir C , tad $C(V - V') = E = c_1(V_1 - V_1') + c_2(V_2 - V_2') + c_3(V_3 - V_3') + \dots$, no kurienes

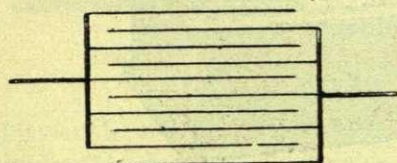
$$C = c_1 + c_2 + \dots + c_n = \Sigma c.$$

Kad visu ņemto kondensatoru kapacitātes ir vienādas,

$$C = nc,$$

— baterijas kapacitāte ir n reizes lielāka par katra atsevišķa kondensatora kapacitāti.

Paralelu kondensatoru savienojumu 1 schematiski parasti attēlo kā zīm. 35.

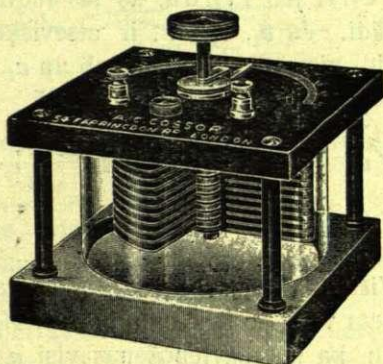


Zīm 35.
Paralels savienojums.

Zīm. 36. dod paraleli savienotu plātņu kondensatoru bateriju, kuŗa ierīkota tā, ka viņas pusapaļo plātņu (ripu) aktīvo virsmu un līdz ar to tās kapacitāti var mainīt (maiņus kondensators). To panāk taisot vienu plātņu sistemu nekustamu, otru — griežamu ap kopeju asi tā, ka pēdejo griežot, ar viņu saistītās plātnes iet nekustamo plātņu starpās. Tas saprotams skatoties zīm. 37. Griež pie augšējās ebonīta skrūves. Jo vairāk grozamās plātnes nekustamo starpās iegrieztas, jo lielāka ir visa kondensatora aktīvā virsma un jo lielāka viņa kapacitāte. Tā kā plātnes ir tuvu viena otrai, tad lai pie augstiem potenciāliem starp viņām nerastos dzirksteles, visu kondensatoru tur ar eļļu vaj

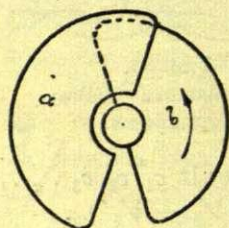


Zīm. 34.
Kondensatoru blakus savienojums.



Zīm. 36.
Maiņus kondensators.

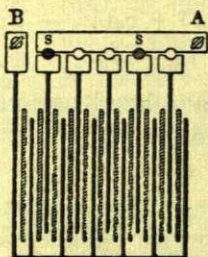
petroleju pildītā traukā. Šādus kondensatorus viņu lielās parocības dēļ plaši lieto radiotelegrafijā un telefonijā. — Zīm. 38. vēl dod parasti laboratorijās lietojamā standart-kondensatora (etalona) schematisko un zīm. 39. viņa ārējo attēlu. Te interesants ir atsevišķo kondensatoru savienojums.



Zīm. 37.

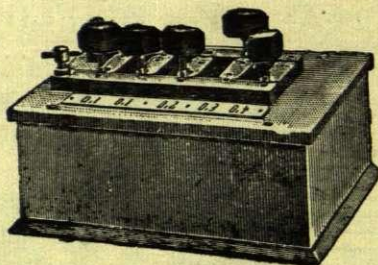
Mainamā kondensatora schema.

Kā redzams no zīm. 38., tas viegli panākams ar misiņa tapām, kuņas ieliek attiecīgā caurumā *s*. Uz kopējās kastes, preti attiecīgam caurumam ir dota pievienotā kondensatora kapacitāte mikrofarados. Šādi kondensatori, resp. baterijas ir noderīgas kapacitāšu salīdzināšanai (§ 206.). Viņus taisa no staniola lapam, starp kuņām liek parafinētu papīru mazāk precīzos un vizlu precīzos kondensatoros. No tam arī nosaukums „papīra“, resp. „vizlas“ kondensators.



Zīm. 38.

Tapu savienojums.



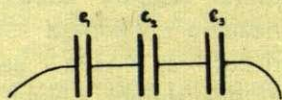
Zīm. 39.

Kondensatoru etalons.

Atsevišķus kondensatorus var savienot baterijā arī konsekventi jeb rindā, kā tas rādīts zīm. 40. Tad kapacitāte aprēķināma šādi. Ja e_1, e_2, \dots ir atsevišķo kondensatoru lādiņi, $V_1 V_1'$; $V_2 V_2'$, etc. viņu plātņu potenciāli un c_1, c_2, c_3, \dots viņu kapacitātes, tad atkal ir vietā

$$V_1 - V_1' = \frac{e_1}{c_1}, V_2 - V_2' = \frac{e_2}{c_2}, \dots V_n - V_n' =$$

$$= \frac{e_n}{c_n}.$$



Zīm. 40.

Rindas savienojums.

Visas baterijas potenciālu deference būs visu šo diferencu summa. Ja ņem vērā, ka savienojuma dēļ $V_1' = V_2, V_2' = V_3, \dots V_n = V_{n-1}'$ un ka pēc savienošanas visi e top vienādi, — jo to prasa inducējošā un inducētā lādiņa vienāduma likums —, tad

$$V_1 - V_n' = \frac{e}{c_1} + \frac{e}{c_2} + \dots + \frac{e}{c_n} = e \left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \dots + \frac{1}{c_n} \right)$$

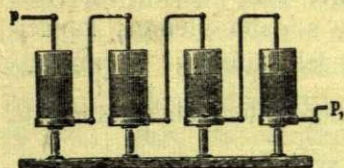
Tapēc, ja C ir baterijas mekletā kapacitāte, tad

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \dots + \frac{1}{c_n} = \Sigma \frac{1}{c}.$$

Kad visi c ir vienādi,

$$\frac{1}{C} = \frac{n}{c}, \text{ t. i. } C = \frac{c}{n}$$

— baterijas kapacitāte ir n reizes mazāka par katra atsevišķa kondensatora kapacitāti. Zīm. 41. rāda rindā saslēgtu Leidenes trauku bateriju.



Zīm. 41.
Leidenes baterija.

Kā redzam, viens un tas pats elektrības daudzums kādu kondensatoru sistemu aizlādē līdz augstakam potenciālam tad, kad kondensatori savienoti rindā, līdz zemākam tad, kad viņi stāv blakus. Otrādi: lai sistemu aizlādētu līdz noteiktam potenciālam V , pirmā gadījumā vajadzīgs mazāks, otrā lielāks elektrības daudzums. Ļoti vienkārši tas novērojams ar nelielu elektrisku (Wimshurst'a) mašīnu (§ 208.) un diviem vienādiem Leidenes traukiem. Kad

pēdējie savienoti blakus un to klājumi pievienoti noteikta gaļuma (piem., 2 cm) dzirksteļstarpai d (zīm. 42.), dzirksteles dabūšanai vajadzīgs divreiz lielāks apgriezīenu skaits, resp. divreiz lielāks elektrības daudzums kā ar vienu pašu trauku. Ja traukus savieno rindā, noliekot viņus uz parafina gabaliem, apgriezīenu skaits ir divas reizes mazāks kā vienam traukam vajadzīgais. Līdz ar to pēdējā gadījumā dzirkstele ir vāja, sīciņa un zilgani-violetā krāsā, kurpretī pie paralela savienojuma viņa ir spēcīga, resna un gaiši balta. Viņai lecot dzirdams spēcīgs troksnis. Tas liecina, ka te darbā ir lielāki elektrības, resp. enerģijas daudzumi.

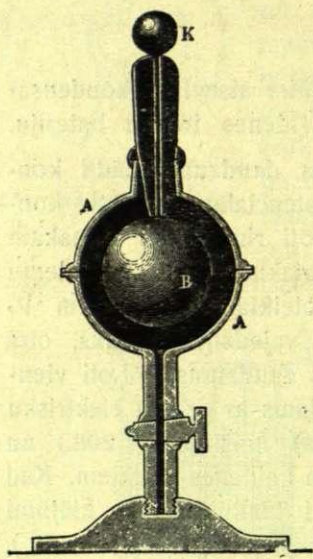


Zīm. 42.
Baterijas izlādešana.

§ 202. Dielektrika iespaids uz kondensatora kapacitāti. Dielektriskā konstante. Parasti kā izolatoru starp kondensatora plātnem, resp. viņa klājumiem lieto gaisu; arī pag. § uzrakstītās formulas domātas šādam „gaisa kondensatoram“. Bet kā jau minēts § 200., kondensatora kapacitāte ir lielā mērā atkarīga arī no tā izolatora īpašībām, kas ir starp viņa klājumiem. Ja starp kondensatora plātnem novieto kādu izolatoru, piem., stikla, ebonīta, parafina vaj tml. ripu, viņa kapacitāte pieaug un pie tam dažādiem izolatoriem dažādi. Ta-

pēc runajot par kondensatora kapacitāti, resp. viņu aprēķinot, jāņem vērā arī ta izolatora iespaids.

Pirmais, kas novēroja un mēroja izolatora iespaidu uz kondensatora kapacitāti, bija *M. Faraday's*; no viņa arī cēlies izolatora kā dielektriska apzīmejums. Viņa lietotais aparats schematiski attēlots zīm. 43. Tas ir sferisks kondensators, kuņā izolatora kātā iestiprinātu sferu *B* apņēm metaliska čaula *A*. Lādejojot kondensatoru vienreiz, kad starp lodi *B* un čaulu *A* ir gaisa, un otrreiz, kad šī starpa pildīta ar sēru, šellaku vaj citu kādu izolatoru, un katreiz izmērojot potenciālu diferenci starp *B* un *A*, resp. zemi, *F a r a d a y's* dabū vienreiz kapacitāti C_0 , otrreiz C , jeb pareizaki — viņu attiecību $\frac{C_0}{C}$ kā attiecīgo potenciālu $\frac{V_0}{V}$ attiecību.



Zīm. 43.
Faraday'a kondensators.

Bezdimensionēlo skaitli

$$K = \frac{C}{C_0}$$

viņš sauc par ņemtā izolatora (dielektrika) „induktīvo kapacitāti“. Tagad viņu sauc par dielektrisko konstanti.

Kondensatora kapacitātes pieaugšana, resp. viņa un ta apkārtnes potenciāla pazemināšanās rāda, ka elektriskais lauks ap viņu ir kļuvis vājāks. No ta spriežam, ka elektriskā lauka intensitāte dielektrikā ir vājāka kā gaisā, un vājāka tik reizes, cik liela ir dielektriskā konstante K . Tāpēc, ja ar *C o u l o m b'a* likumu izteiktāis elektriski-mechaniskais spēks starp diviem lādiņiem e_1 un e_2 gaisā ir

$$f_0 = \frac{e_1 e_2}{r^2},$$

tad kādā dielektrikā, ar konstanti K , šis spēks būs

$$f = \frac{e_1 e_2}{K r^2},$$

jo $\frac{e_1}{r^2}$ ir lauka e_2 (un $\frac{e_2}{r^2}$ lauka e_1) intensitāte, kuņā dielektrikā ir K reizes mazāka kā gaisā. Tā tad

$$f = \frac{f_0}{K}$$

— Coulomb'a spēks dielektrikā ir mazaks kā gaisā. Tapēc pievilkšanās, resp. atgrūšanās starp diviem elektriskiem lādiņiem kādā dielektrikā, piem., eļļā būs tik reizes mazaka, cik liela ir viņa (eļļas) konstante K .

Par dielektriku iespaidu uz elektrisko lauku un ar to saistītām parādībām būs runa nāk. paragrafā. Tur būs rādīts, ka šis iespajds izskaidrojams ar tām elektriskām deformacijām, kuņas rodas dielektrikā, kas novietots elektriskā laukā, un būs norādīti tie lielumi, kas nosaka dielektriku konstantes absoluto lielumu. Tagad atzīmesim, ka nupat aprakstītā Faraday'a metode — kapacitātes maiņa kondensatorā — ir noderīga dažādu dielektriku konstantu salīdzināšanai. Ar pētamo dielektriku piepilda starpu starp sferu B un čaulu A (zīm. 43.) un ar elektrometru mēro potencialu V . Dielektriķis var būt ciets vaj šķidr. Ja čaula A ir hermetiski noslēgta, var salīdzināt arī gazu dielektriskās konstantes. Sferiska kondensatora vietā var ņemt arī plātņu kondensatoru, pētamo dielektriku ņemot kā izolatoru starp viņa plātnem (§ 206.); gazu dielektrisko konstanti mērojot kondensatoru ieslēdz noslēgtā traukā.

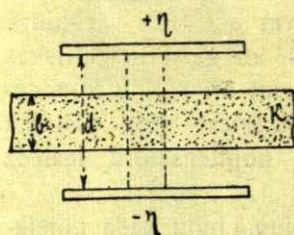
Lai dažādu dielektriku konstantu salīdzinājumā būtu kāda noteiktība, viņas jaattiecina uz kādu normalsubstanci. Kā tādu varetu ņemt kaut kuņu labu izolatoru, piem., ebonitu, dzintaru. Tomēr teoretiski visizdevīgāki par šādu substanci pieņemti eteri, resp. vakuumu, liekot viņam $K = 1$. Ari praktiski tas ir izdevīgi, jo kā rāda nākošā tabele, gazu, piem., gaisa dielektriskā konstante ļoti maz atšķijas no etera konstantes, kapēc praksē bez lielas kļūdas normalsubstances - vakuuma vietā var eksperimentēt ar gaisa pildītu telpu. Ar to eksperiments top vienkāršs; tapēc visas materiēlo ķermeņu dielektriskās konstantes atvasina no vakuuma, liekot pēdejam $K = 1$.

Nākošā tabelē ir ierakstītas dažū visvairak lietoto dielektriku konstantes:

Viela	$K = \frac{C}{C_0}$	Novērotajs
Gazes:		
Ūdeņradis . . .	1,000273	Tangl's
Gaiss	1,000576	
Slāpekļis . . .	1,000581	
Šķidrumi:		
Petroleja . . .	2,07	Hopkinson's
Benzols	2,29	Turner's
Chloroforms . .	5,14	Nernst's
Alkohols	26,8	Turner's
Ūdens	81,1	"

Vielā	$K = \frac{C}{C_0}$	Novērotajs
Cieti:		
Ebonīts	2,55	Ferry
Kvarcs (kausets)	3,78	Thornton's
Zīmogu laka	5,00	"
Vizla	7,1—7,7	"
Stikls	5,5—9,14	"

Interesants ir gadījums, kuŗā dielektriķis aizpilda tikai daļu no kondensatora lauka. Šāds priekš tālakā (§ 206) svarīgs gadījums ir zīm. 44. attēlotais. Te starp paralelām kondensatora plātnēm novietota planparalela dielektriķa plāksne ar dielektrisko konstanti K . Kā no tam mainās kondensatora kapacitāte? Ja uz plātnēm elektrisko lādiņu blīvumi ir $+\eta$ un $-\eta$, tad lauka intensitāte kondensatorā bez dielektriķa ir $4\pi\eta$. Dielektriķā viņa ir



Zīm. 44.

K reizes mazāka: $\frac{4\pi\eta}{K}$. Ja atstātums starp

kondensatora plātnēm ir d un ņemtā dielektriķa biezums l , tad potenciāla kritums no dielektriķa brīvā telpā ir $(d-l)4\pi\eta$ un pašā dielektriķā $l \frac{4\pi\eta}{K}$. Viss potenciāla kritums kondensatorā, t. i. pašā viņa potenciālu difinence ir

$$V = 4\pi\eta (d - l) + \frac{4\pi\eta}{K} l = 4\pi\eta \left(d - \frac{K-1}{K} l \right).$$

Ja kondensatora plātņu virsmas laukums ir S , tad ta lādiņš ir $E = S\eta$. Tapēc viņa kapacitāte ir

$$C' = \frac{E}{V} = \frac{S}{4\pi \left(d - \frac{K-1}{K} l \right)}.$$

Salīdzinot to ar kapacitāti bez dielektriķa $C = \frac{S}{4\pi d}$, redzam, ka viņa ir mainījusies tā, itkā kondensatora plātņu atstātums būtu samazinājies par

$$\delta = \frac{K-1}{K} l.$$

Ķermeņu dielektriskā konstante ir atkarīga no vairākiem faktoriem. Pirmā vietā te minama temperatūra. Cietiem ķermeņiem tem-

peraturai pieaugot viņu dielektriskā konstante top lielāka. Tā, piem., angļu (svina) stiklam pie $t = 10^{\circ}\text{C}$ $K = 7.06$, pie $t = 130^{\circ}$ $K = 7.90$. Šķidrums un gāzēs, turpreti šī konstante krītas temperaturai ceļoties. Benzola konstante aprēķināma pēc formulas

$$K_t = 2.2582 - 0.00164 (t - 15)$$

Alkoholam viņa dota ar

$$K_t = 26.275 - 0.1493 (t - 15).$$

Ari spiediens atstāj iespaidu, sevišķi uz gazu un šķidrums dielektriskām īpašībām. Gāzēs (sliktak šķidrums) ir vietā Clausius-Masotti sakars

$$\frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{1}{\delta} = \text{const},$$

kur δ ir gāzes blīvums. Šī formula ir derīga, ja vien spiediens nav liels.

Kristalos, resp. anizotropās vielās dielektriskā konstante dažādos virzienos ir dažāda. Tā, piem., kvarcam optiskai asij paralelā virzienā $K = 4.38$, asij perpendikularā virzienā $K = 4.46$.

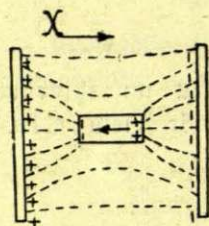
§ 203. Dielektriķis elektriskā laukā. Dielektrika polarizācija. Lai izskaidrotu dielektrika iespaidu uz kondensatora kapacitāti, resp., uz elektrisko lauku viņā, jāņem vērā tās pārmaiņas, kas rodas pašā dielektrikā. Visātraki te pie mērķa ved sikaka indukcijas parādību pētīšana.

§ 196. bija stāstīts par atšķirību starp metālu un izolatoru. Metalā, kas novietots ārējā elektriskā laukā, abas elektrības telpiski nošķiras: pozitīvā sakrājas vienā, negatīvā otrā galā. Pārdalot šādu konduktoru vidū pušu, dabūjam divi preteji lādetas viņa daļas. Dielektrikā, turpreti, elektrības nenodala. Pat visstiprākā laukā kādu viņa gabalu turot un tad pušu dalot, mēs dabūtās puses atrodam neitralas.

Šo atšķirību var izskaidrot, ja ņem vērā vielas atomistisko strukturu un paturprātā, ka metāli ir labi, dielektriki slikti elektrības vadītāji. Vielās atomistiskā struktūra un tas, ka elektrība vienmēr ir saistīta ar vielu, liek domāt, ka elektrības šūpulis ir vielas atoms. Ja metalā tā brīvi pārvietojas, izolatorā, turpreti, grūti vaj arī nemaz, tad var pieņemt, ka metalā viņa no viena atoma uz otru var pāriet viegli, izolatorā, turpreti, pāriet nevar. Bet vielas atomā ir vienādos daudzumos kā pozitīvā, tā negatīvā elektrība, jo pats atoms ir neitral. Tapēc metāla gabalā, kas novietots elektriskā laukā, a t o m o s inducētās elektrības sakrājas viņa galos, pilnīgi vaj gandrīz pilnīgi nošķīroties;

izolatorā, turpreti, viņas paliek nošķirtas tikai pašā atomatilpumā. Tapēc lai arī kā mēs šādu izolatoru nedalītu, viņa atomos nošķirtās elektrības mehāniski mēs vienu no otras neatdalīsim.

Ši jautājuma lielās teoretiskās nozīmes dēļ apskatīsim viņu tuvāki. Domāsim kondensatoru (zīm. 45.) ar lādiņiem $+E$ un $-E$ uz viņa plātnem. Lauka intensitāti starp tām nosauksim ar X ;



Zīm. 45.
Indukcija metalā.

tas nozīmē, ka tik daudz spēka līniju iet cauri katram, plātnem paraleli nostādītam cm^2 . Nu novietosim tur kādu metāla gabalu. Tad katrā viņa atomā (molekulā) inducēsies pozitīvā un negatīvā elektrība. Metalā viņas ir brīvas, vismaz negatīvā var pilnīgi brīvi pārvietoties. Tapēc viņas sekos ārējā lauka spēka līnijām un pāries uz metāla galiem. No šejienes viņas tālāk iet vairs nevarēs un te uzkrāsies. Bet nu starp pozitīvo un negatīvo lādiņu kārtu metalā būs

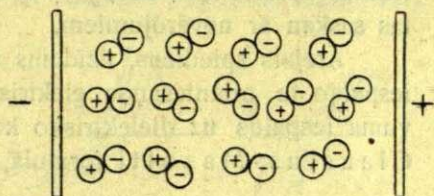
radies savs, ārējam preti vērstais lauks (bulta uz kreiso pusi). Nav grūti saprast, ka viņa intensitāte būs taisni vienāda ar ārējā lauka intensitāti, jo noteiktspēdējā līniju skaits radija noteiktu lādiņu skaitu metāla gabala galos, kuņiem nu pašiem ir tik pat preti vērstu līniju. Tapēc visā visumā nekādu spēka līniju metalā pašā nebūs, elektriskais lauks viņā būs sabrucis; līdz ar to viss ārējais lauks, ja vien ņemtais metāla gabals būs pietiekoši liels, būs sadalījies divās daļās: starp pozitīvo plātni un metāla negatīvo galu un starp negatīvo plātni un metāla pozitīvo galu.

Citādi tas būs tad, ja starp kondensatora plātnem stāvēs kāds izolators. Gan arī viņā abas elektrības katrā atomā nošķirsies, bet nošķirušās, tur arī paliks. Ar to katrs dielektrika atoms būs kļuvis par elektrizētu ķermeņi — elektrisku „dipoli“, kuņa vienā galā būs pozitīvs, otrā tik pat liels negatīvs lādiņš; tapēc ārējā laukā viņš stāvēs spēka līniju virzienā. Bet nu starp tā gala lādiņiem viņam pašam ir savs („molekularais“) spēka lauks, preti ārējam vērstais. Tapēc katrs šāds dipolis daļu ārējā lauka kompensēs, iznīcinās. Līdz ar to ārējā lauka intensitāte būs vājināta. Tā dielektriķis būs ar savu iekšējo molekularo lauku ārējā lauka intensitāti samazinājis. Un tā kā katram dielektrikumam ir savi īpatņi dipoļi, tad arī katrs dielektriķis mainīs, resp. iespaidos ārējo lauku citādi — viens vairāk, otrs mazāk.

Vēl labāki viss tas saprotams, ja pieņem, ka šādi dipoļi dielektrikā ir vienmēr, arī bez ārējā lauka, t. i. domājot viņa molekulas vaj atomus kā ķermeņi ar pretejiem lādiņiem to galos. Ja šo lādiņu

lielums ir e un atstātums (dipoļa garums, l , tad $\epsilon = le$ varam saukt par dipoļa elektrisko momentu. Kamēr dielektrikā nekāda ārēja lauka nav, visu šo dipoļu asis kādā tilpuma vienībā, t. i. linijās, kas savieno pretejos lādiņus, ir

vienmērīgi vērstas uz visām pusēm. Nevienā virzienā telpā šīs asis nav biežāki vērstas kā kādā citā. Tapēc, ja kads dipolis kaut kā uz ārieni darboties gribētu, vienmēr viņam tuvumā varam atrast tādu otru, kuļa moments ir pirmā momentam pretejs un



Zīm. 46.
Indukcija dielektrikā.

tapēc pirmā darbību iznīcina. Ta sekas ir tas, ka katrā dielektrika tilpuma vienībā un līdz ar to viņā pašā visu tur esošo dipoļu momentu suma $\Sigma \epsilon = \Sigma le = 0$, un dielektriķis uz ārieni ir neitrals. Bet ja nu viņš nonāk ārējā elektriskā laukā, t. i. ja viņā iespiežas lauka spēka linijas, viņa dipoļi sāk orientēties.

Dažs vairak, dažs mazak, bet visi viņi pagriežas spēka liniju virzienā (zīm. 46.) Jo intensīvāks būs lauks, jo vairak dipoļi viņā pagrieziesies. Tā dielektriķis nonāk stāvoklī, ko var nosaukt par viņa polarizāciju: novietots elektriskā laukā, viņš polarizejas — viņa dipoļi orientējas lauka virzienā. Polarizācija būs sasniegusi savu maksimumu tad, kad visi dipoļi būs nostājušies spēka linijām paraleli.

Bet katram dipolim ir savs elektriskais lauks. Dielektrikam polarizējoties šie dipoļu lauki vēršas preti ārejam. Tapēc pēdeajā intensitātē kritas: dielektrikā viņa ir mazāka, kā brīvā eterī. Ar to tad izskaidrojams dielektrika iespaids uz kondensatora kapacitāti.

Orientētie dipoļi atgriežas chaotiska sadalījuma stāvoklī, kad ārējais inducējošais lauks pazūd. Par to rūpejas viņu termiskā kustība. Tapēc saka, ka dielektriķis „depolarizejas“. Bet tādā gadījumā sagaidāms, ka ķermeņu molekulu termiskā kustība ir arī šķērslis polarizācijai, t. i. ka jo ķermeņa temperatūra augstāka, jo grūtāki viņš polarizējams. Tas tā arī ir; temperatūra ir viens no polarizāciju kavejošiem faktoriem. Vispārī šos faktorus var pielīdzināt zināmā pretestībai f , kas dielektriku polarizējot ārejam laukam jāpārvar. Ja to ņem vērā tad dipoļu teorija dielektriskās konstantes K izteiksmei dod

$$K = 1 + \frac{4\pi N e^2}{f}$$

kur e ir dipoļa galu lādiņš, N — dipoļu skaits vienā tilpuma vienībā. Kā redzam, šī teorija, pilnā saskaņā ar novērojumiem, dod $K > 1$,

jo N , e^2 un f ir pozitīvi. $K = 1$, kad $f = \infty$; tā tas, acimredzot, ir tīrā eterī, kur nekādu dipolju nav, kur nekādas dipolju ķēdes nevar rasties. Jo mazaks ir f , jo lielaks K . Metālos, kur dipolju orientācijai nekādas pretestības nav, $f = 0$ un tapēc $K = \infty$. Kā redzesim vēlāk, tas saskan ar novērojumiem.

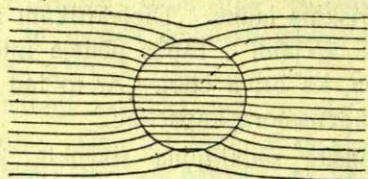
Ārejšais spiediens, dzidams dielektrika dipoljus tuvāk vienu otram, iespaido to orientēšanos elektriskā laukā. Šāds spiediena, resp. blīvuma iespaids uz dielektrisko konstanti jau izteikts pag. § uzrakstītā Clausius-Masotti formulā, kuŗu var rakstīt

$$K = 1 + \frac{3c\delta}{1 - \delta c},$$

ja ar c apzīmē šīs formulas konstanti un ar δ — dielektrika blīvumu.

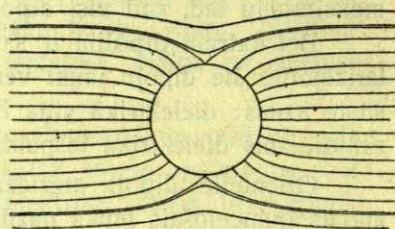
Nupat sacītais noskaidro atšķirību starp metālu un dielektriku. Kā redzam, šī atšķirība nav principiāla; viņa ir ne tik daudz kvalitatīva cik kvantitatīva. Tās iemeslis ir elektrības pārvietošanās brīvības dažādība. Metālos šī pēdejā ir liela — gandrīz neaprobežota, izolatoros mazāka un ļoti maza. Tapēc viss tas, kas notiek metalā, var notikt arī dielektrikā, tikai daudz, parasti nesalīdzināmi mazākā mērā.

Sakarā ar to atzīmējamās tās deformācijas, kuŗas rodas homogēnā elektriskā laukā, ja tur novieto materiālu ķermeni. Zīm. 47. rāda šāda lauka spēka līniju gaitu dielektriskas lodes gadījumā, zīm. 48.



Zīm. 47.

Dielektriķis elektriskā laukā.



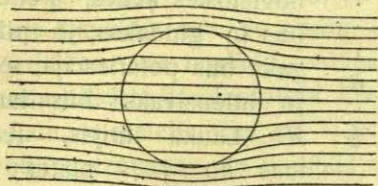
Zīm. 48.

Metāls elektriskā laukā.

lauku ar metāla lodi. Kā vienā, tā otrā gadījumā ložu radītās deformācijas iet vienā virzienā: lauka līnijas cenšas sakoncentrēties lodēs. Atšķirība ta, ka pirmā gadījumā līnijas turpina savu gaitu arī lodē, otrā, turpreti, viņas tur sabrūk.

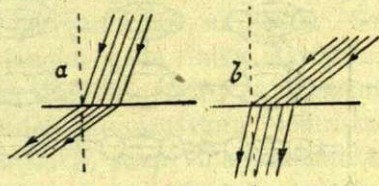
Šīs koncentrēšanās tieksmes, kā to rāda sīkaka šo parādību teorija, ir atkarīgas no tā, kādā apvidū materiālā lode atrodas. Jo lielāka ir lodes dielektriskā konstante, salīdzinot ar viņas apkārtnes konstanti, jo vairāk līnijas viņā koncentrēties. Konstantei relatīvi pamazinoties, samazināsies arī līniju blīvums viņā. Kad lodes kon-

stāte būs vienāda ar apkārtnes dielektrisko konstanti, lauku viņa nemaz nedeformēs. Ja, turpreti, apkārte jā apvidus dielektriskā konstante kļūs lielāka par lodes konstanti (ebonīta lode alkoholā, skat. tabeli § 202.), spēka līnijas lodē iet nemaz negribēs (zīm. 49.).



Zīm. 49.

Dielektrisks elektriskā laukā.



Zīm. 50.

Spēka līniju laušana.

Līdz ar to, ja ņemtais dielektriķis (lode) atradīsies elektriskā laukā tikai daļai, pirmā gadījumā (zīm. 47.) viņš tiks tur rauts vēl dziļāk iekšā, otrā (zīm. 49.) — tiks vēl vairāk stumts ārā.

Spēka līniju gaitu elektriskā laukā, resp. tur novietotā vielā var aprakstīt arī no cita viedokļa raugoties. No zīm. 47. un 49. redzams, ka spēka līnijas, ieiedamas materiālā apvidū, resp. no viena apvidus otrā, novēršas no sava ceļa — tiek lauztas; kā redzams no sacītā laušana būs jo lielāka, jo lielāka ir starpība starp abiem apvidiem. Bet zīm. 47. gadījumā līnijas, lodē ieiedamas un ciešāki kopā saiedamas, attālinās no tās normas, kas viņu ieejas vietā vilkta pret lodes virsmu (zīm. 50,a.), zīm. 49. gadījumā viņas, retakas palikdamas, šai normalei tuvinās. (zīm. 50,b) Šo „krišanas“ un „laušanas“ leņķu α_1 α_2 attiecība domātam apvidu pārim K_1 K_2 ir konstants un raksturīgs lielums

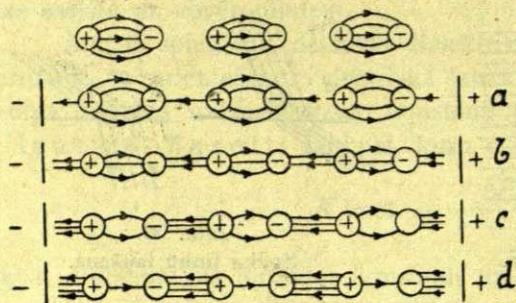
$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{K_1}{K_2}.$$

Šāds ir elektriskā lauka spēka līniju laušanas likums materiālā apvidū.

§ 204. Dielektriskā izturība. Dielektriskā pēcdarbība.

Histereze. Runājot par dielektriku, mēs parasti domājam to kā ideālu izolatoru, t. i. kā tādu, kuŗā elektriskie (negatīvie) lādiņi nevar staigāt no viena dipoļa (molekulas) uz otru. Elektriskā laukā šie dipoļi pagriežas lauka virzienā, bet laukam pazūdot, viņi visi atgriežas agrākā chaotiskā stāvoklī, kapēc arī dielektriķis visas savas elektriskās īpašības zaudē. Bet nu domājams, ka tā tas būs tikai vājos, resp. ne pārāk stipros elektriskos laukos. Preteībā gadījumā var notikt, ka saites starp dipoļu lādiņiem neiztur un šie lādiņi, sekodami ārejā laukā spēka līnijām, sāk arī dielektrikā pārvietoties. Tas saprotams

ņemot palīgā zīm. 51.: kamēr nekāda āreja lauka vēl nav, dipoļu pozitīvie un negatīvie lādiņi saistīti ar noteiktu spēka līniju skaitu. Mūsu gadījumā vienkāršības dēļ ir zīmētas piecas līnijas (zīm. 51.) Elektriskajam laukam X rodoties, dielektriķis polarizēsies — viņa dipoļi



Zīm. 51.
Dielektriska izturība.

novietosies ķēdēs. Pēdejās būs jo gludakas, jo pilnīgāka būs polarizācija, resp. jo intensīvāks būs lauks X . Lauka līnijas, iedamas no $+$ - plates uz $-$ - plati, ies arī pa šīm ķēdēm. Ja viņu biežums būs tāds, ka tikai viena līnija pagadīsies katrā dipoļu ķēdei ceļā, katrā dipolī pazudīs viena iekšējā līnija. Dipoļu lādiņus saistīs vairs tikai 4 līnijas; līdz ar to starp dipoļiem būs viena preti vērsta līnija (zīm. 51,a), kas viņu galu lādiņus centīsies tuvināt. Ja ārejā lauka līnijas kļūs biežākas, pa katru dipoļu ķēdi vares iet 2 spēka līnijas. Šīs pēdejās katrā dipolī divas saites iznīcinās un divas starp viņiem radīs (zīm. 51,b). Tā tas, elektriskajam laukam pastiprinoties, resp. viņa līniju blīvumam pieņemoties, ies arvien tālak, līdz beidzot pa katru dipoļa ķēdi ies 5 spēka līnijas un starp pašiem dipoļiem tik pat līniju būs radušās. Tad (zīm. 51,d.) dipoļu lādiņi būs kļuvuši brīvi un, sekojot līnijām starp dipoļiem, varēs dielektrikā pārvietoties. Ar to dielektriķis būs savas izolatora īpašības zaudējis. Acimredzot, tas vares notikt tikai ļoti intensīvā elektriskā laukā, t. i. pie lielas potenciālu diferences, jo tikai tad līnijas ies pietiekoši cieši kopā. Tāds gadījums ir novērojams elektriskai dzirkstelei kādam izolatoram cauri sitoties.

Kā viegli noprotams, katram izolatoram būs sava dielektriskā izturība, jo katram no tiem būs sava dipoļu izturība. Šīs izturības zināšana ir no liela svara praktiskā elektrotehnikā, sevišķi tur, kur darišana ar augstiem spraigumiem.

Bet nu ideālu izolatoru, resp. dielektriku nav. Visi reālie dielektriķi, vairāk vai mazāk, ir elektrības vadītāji. Sevišķi tas sakams par tiem, kuriem ir kādi dabiski piemaisījumi. Tas it ļoti novērojams dažos izolatoru kristalos, piem., kvarcā. Tapēc viņos elektrisko lādiņu pārvietošanās notiek arī vājos elektriskos laukos. Sakarā ar to stāv dažas interesantas parādības, kuņas tagad apskatīsim.

Strādājot ar Leidenes traukiem un lieliem kondensatoriem vispārī,

tos lādejojot un atkal izlādejojot, nezinatajam japiedzīvo nepatīkams gadījums: pilnīgi izlādets trauks, pēc kāda laika rokās paņemts tā, ka viena roka pieskaņas ārejam, otrā iekšējam klājumam, dod diezgan lielu elektrisku sitienu — trauks, kādu laiku pastāvejis, izrādas pielādets no jauna. Tas liecina, ka pirmo reizi viņu izlādejojot, ta elektriskais stāvoklis nav vis pilnīgi izzudis, bet gan tikai uz laiku. Šo eksperimentu var nostādīt precīzāki, savienojot kādu laiku stāvējuša, vienreiz izlādeta kondensatora klājumus ar izlādetāju: starp klājumiem dabūjam dzirksteli. Bet arī šī otrā dzirkstele kondensatora elektrisko stāvokli neiznīcina. Ja pagaida vēl kādu laiku, starp viņa klājumiem var dabūt dzirksteli vēlreiz. Dažos gadījumos tas atkārtojams vairākas reizes; saprotams, dzirkstele ar katru nākošo reizi ir īsāka un vājāka.

Sīkakai šīs parādības pētišanai var ņemt palīgā elektroskopu. Tad izrādas, ka pirmo reizi kondensatoram dotais lādiņš ar laiku pamazinas — pamazām viņš itkā saiet kondensatora dielektrikā iekšā, un visa kondensatora potenciāls krītas. Pēc pirmās izlādešanās potenciāls top 0, bet tad pamazām sāk atkal pieaugt. Tā tas notiek pēc katras izlādešanās. Iespāids te ir tāds, itkā kondensatoram dotie lādiņi saiet dielektrikā, no kurienes viņi tikai lēni var nākt ārā. Dielektriķis te lādiņus itkā uzsūc, tapēc šo parādību dažreiz sauc par elektrisko absorpciju. Biežāki gan viņu apzīmē kā paliekošo lādiņu parādību.

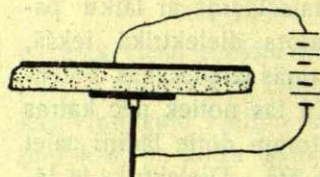
Paliekošo elektrisko efektu novērošanai lieto kādu viegli izjaucamu Leidenes trauku. Tas taisīts no skārda trauka (ārejā klājuma), kuņā tikko ieiet stikla trauks (dielektriķis); pēdejā savukārt ieliekams otrs skārda trauks (iekšējais klājums). Šādu parastā kārtā pielādētu trauku var izjaukt un katru viņa daļu atsevišķi izlādet. Abus viņa klājumus var savienot ar zemi, tāpat viņa stikla trauku, bet kopā savākts, viņš dod to pašu potenciālu, resp. lādiņu, kā kad viņš izjaukts nebūtu bijis. Saprotams, jā rūpejas tikai par to, lai izjaukšanas brīdī, t. i. tad, kad starp klājumiem vēl atrodas stikls, viņi kaut kā nesavienotos.

Šo parādību pilnīgu izskaidrojumu grūti dot; viņu teorijas vēl nav. Gan viens ir skaidrs: liela loma te ir tam elektrisko lādiņu pārvietošanās procesam, kas kuņā katrā dielektrikā notiek viņa kā izolatora nepilnīguma dēļ. Otrkārt, arī tiem piemaisījumiem, resp. inhomogenitātem, kuņas gandrīz katrā dielektrikā sastopamas. Pirmā iemesla dēļ daļa no kondensatora klājumu lādiņiem tiešām saiet dielektrikā, otrā dēļ dielektrikā rodas lokāli kondensatori ar visai intensīviem lokāliem elektriskiem laukiem. Uz šo pēdejo robežām ar laiku sakrājas lieli lādiņu krājumi, kā ārejam laukain izzūdēt tulīņ neizlidzi-

nas, kapēc arī dielektriķis savas elektriskās īpašības zaudē tikai pa daļai. Leidenes traukos šāda pārtraukuma, resp. lokāla kondensatora loma piekrīt tam slānim, ar kuņu viņa klājumi (staniols) uz stikla uzstiprināti. Kā tas tā, redzams no tam, ka ja uzlimeta staniola vietā stiklu pārklāj ar sudrabu ķīmiskā ceļā (apsudrabo), viņa paliekošie lādiņi kļūst tikko manami.

To ilustrē arī sekošais novērojums. Ja 110-voltu baterijas vienu polu pievieno labi nogludinātai šifera platei un otru tāpat gludai metāla platei, tad abas plates kopā saliekot dabūjam tik ciešu kontaktu, ka smagā metāla plate noturas pat zīm. 52. attēlotā stāvoklī. Šifers ir slikti izolators, bet arī slikti konduktors. Tapēc viņā elektriskie lādiņi, kaut arī lēni, bet tomēr pārvietojas. Uz metāla plates ir viena, uz šifera virsmas ar laiku rodas preteja elektrība. Tā rodas divi pre-

teju elektrību slāņi, kas stāv ļoti tuvu viens otram. Tā kā tās nedaudzās vietas, kuņās abas plates saskāras, ir slikti tilti elektriskiem lādiņiem, tad abu šo slāņu elektriskie blīvumi ar laiku top lieli un līdz ar to ārkārtīgi intensīvs top elektriskais lauks starp viņiem. Tapēc abi viņi un līdz ar to abas plates viena otru elektriski tik stipri pievelk, ka pārvar pat apakšējās plates svaru.



Zīm. 52.
Elektrostatiskā atrakcija.

Tomēr nebūtu pareizi domāt, ka elektriskie paliekošie efekti izskaidrojami tikai ar inhomogenitatem dielektrikos. Te notiekošo var salīdzināt ar elastiskās pēdārbības parādību pie ķermeņu deformācijas. Analogija te pilnīgāka vēl ar to, ka arī dielektriku polarizācija un depolarizācija neiet līdzī polarizejošam laukam, bet vienmēr paliek iepakājis. Izrādas, ka dielektrika elektriskais stāvoklis ir noteikts ne ar acūmirklīgo inducējošo lauku, bet ka te liela loma piekrīt arī viņa iepriekšējai vēsturei. Tapēc arī runā par dielektrisko pēdārbību. Var domāt, ka viņas cēloņos līdzdarbojas arī tiešām kāda paliekoša polarizācija, jo dažī dipoļi dažādu iemeslu dēļ var agrākā stāvoklī neatgriezties.

Dielektriskā pēdārbība ir par traucekli kāda izolatora dielektrisko konstanti meklejot. Lai no viņas taptu vaļā, var eksperimentēt ne ar konstantiem, bet bieži mainošiem periodiskiem laukiem. Pie šī jautājuma mēs atgriezīsimies vēlāk, kad būs runa par maiņstrāvas elektrisko lauku.

§ 205. Elektriskā lauka enerģija. Kādu izoletu konduktoru elektrizejot, t. i. viņam ta lādiņu E no bezgalības piesenot, mēs pa-

tērejam darbu. Tas jo viegli saprotams, ja lādiņu E domā sanestu pa daļām: tad katru nākošo daļu nesot japārvar jau uz konduktora esošo lādiņu atgrūšana. Šo darbu mēro konduktora potenciāls V . Ļaujot lādiņam no konduktora aiziet, mēs varam izlietot viņa gaismas, siltuma u. c. efektus un ekvivalenta lieluma darbu iegūt. Tā domā kad saka, ka elektrizetam ķermenim piemīt elektriskā enerģija.

Šo enerģiju nenākas grūti aprēķināt, ja ir zinams konduktora lādiņš E un potenciāls V . Domāsim E saliktu no n vienādām porcijām e tā, ka $E = ne$. Kamēr uz konduktora nekādu lādiņu vēl nav, viņa potenciāls $V_1 = 0$. Tapēc pirmās porcijas e transportam nekāda darba tēret nebūs vajadzīgs, ko varam pierakstīt $w_1 = 0$. Kad konduktoram tuvināsim otro lādiņu e , konduktoram jau būs noteikts potenciāls $V_2 = \frac{e}{C}$ ja C ir viņa kapacitāte. Tapēc tagad pret šo potenciālu būs jadara darbs $w_2 = e \cdot V_2 = \frac{e^2}{C}$. Bet nu konduktoram ir lādiņš $2e$ un potenciāls $V_3 = \frac{2e}{C}$. Tapēc trešo lādiņu e nesot, būs jāpatērē darbs $w_3 = V_3 e = \frac{2e^2}{C}$. Pēc trešā lādiņa konduktors būs lādets ar $3e$ un viņa potenciāls $V_4 = \frac{3e}{C}$, kapēc ceturtā e atnešanai būs jāpatērē darbs $w_4 = V_4 e = \frac{3e^2}{C}$. Tā varam iet līdz pašai pēdējai n -tai porcijai. Viņu nesot būs jāiet pret potenciālu $V_n = \frac{(n-1)e}{C}$ un jāizlieto darbs $w_n = V_n e = \frac{(n-1)e^2}{C}$. Ar to viss konduktora lādiņš $E = ne$ būs uz viņa sanests. Saskaitot visus w , dabūsim to darbu, kas šinī saņešanas procesā ir ticis patērets. Ta tad būs arī konduktora potenciālā enerģija:

$$W = \Sigma w = e(V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n),$$

jeb

$$W = \frac{e^2}{C}[1 + 2 + 3 \dots + (n-1)].$$

Stūrainās iekavās ieslēgtā suma dod $\frac{n(n-1)}{2}$. Kad n ir ļoti liels, bez lielas kļūdas var likt $n = n-1$, un tad

$$W = \frac{n^2 e^2}{2C}.$$

Liekot $ne = E$, rakstam

$$W = \frac{1}{2}EV,$$

jo $\frac{E}{C} =$ ir konduktora potenciāls. Tā tad kāda lādeta konduktora elektrisko enerģiju dod puse no viņa lādiņa un potenciāla produkta. Izteicot E caur V un C , dabujam

$$W = \frac{1}{2}CV^2.$$

Aprakstītā kārtā spriežot, mēs par elektriskās enerģijas neseju uzskatām pašu lādeto ķermeni. Bet nu Faraday's ir mācījis, ka elektrisko parādību šūpulis ir ne pats lādetais ķermenis, bet gan ap viņu esošais lauks ar viņa spēka līnijām. Vaj arī elektriskā enerģija nav vairak laukam kā pašam konduktoram īpatneja? Uz šo jautājumu nav grūti atbildēt pozitīvi, ja atminamies jau agrak par elektrizācijas procesu sacīto: ķermeņa elektrizāciju, piem., pozitīvo, mēs varam domāt kā procesu, kurā abas viņā esošās elektrības tiek nošķirtas, tad negatīvā paņemta un aiznesta līdz tuvākiem vadītājiem un tur piestīnata. Līdz ar to tās saites, kas abas lādiņu grupas vieno — spēka līnijas, tiek iestieptas. To darot ir japatērē darbs, un jo lielaks, jo vairak starp lādiņiem ir līniju, un jo vairak viņas tiek iestieptas, t. i. jo lielaks ir konduktora lādiņš un jo augstaks viņa potenciāls. Tā tad ķermeni elektrizejot patēretais darbs ir kā potenciālā enerģija uzkrājis elektriskā lauka spēka līniju iestiepumā, gluži tāpat kā kādu materiālu ķermeni deformējot patēretais darbs kā potenciālā enerģija ir pārgājis viņa iekšējā spraugumā. Tapēc arī tiešam mēs varam sekot Faraday'a ieskatam un elektrizeta ķermeņa enerģiju domāt viņa laukā atrodamies.

Kā sacītā ilustrāciju domāsim kādu paralelu plātņu kondensatoru. Viņa lauku varam domāt radušos no tam, ka abam plātnem no sākuma kopā esot, vienā pusē indukcijas ceļā ir radīti negatīvie, otrā — pozitīvie lādiņi, un tad abas plātnes atvilktas viena no otras. Ar to spēka līnijas starp viņām ir iestieptas un šim iestiepumam patēretais darbs ir uzkrājis kondensatorā kā viņa lauka enerģija. Ja kondensatora lādiņš ir E , potenciālu diference starp ta plātnem V , tad $W = \frac{1}{2}EV$ ir šīs enerģijas skaitliskā vērtība.

Ja lauks ir homogens, kā nupat apskatāmā gadījumā, enerģijas sadalījums pa viņu ir vienmērīgs. Tapēc, ja lauka tilpums ir Ω , lielums

$$\rho = \frac{W}{\Omega}$$

ir ta enerģijas blīvums. Paralelplātņu kondensatora gadījumā,

ja plātņu virsmas laukumi ir S un ja viņas stāv viena no otras atstātumā d , $\Omega = Sd$. Tapēc

$$\rho = \frac{1}{2} \frac{EV}{Sd} = \frac{1}{2} \frac{CV^2}{Sd}.$$

Ja starp plātnem ir apvidus ar dielektrisko konstanti K , tad kondensatora kapacitāte ir

$$C = \frac{KS}{4\pi d}.$$

Liekot to ρ izteiksmē, dabūjam

$$\rho = \frac{K}{8\pi} \frac{V^2}{d^2}.$$

Bet $\frac{V}{d}$ ir potenciāla kritums kondensatorā; viņa skaitliskā vērtība ir vienāda ar lauka intensitāti X (§ 195.). Tapēc

$$\rho = \frac{1}{8\pi} KX^2.$$

Tas ir elektriskās enerģijas blīvums kondensatora dielektrikā. Homogēna lauka gadījumā viņš ir konstants lielums. Ja lauks nav homogēns, ρ mainās no punkta uz punktu, bet arī šinī gadījumā viņu var tāpat izteikt. Sumejot šīs izteiksmes pa visiem lauka tilpuma elementiem $d\omega$, dabūjam visu laukā esošo enerģiju kā tilpuma integrālu

$$W = \frac{1}{8\pi} \int KX^2 d\omega.$$

Elektriskās enerģijas mērošanai jaliēto CGS - sistēmas vienības — ergi. Līdz ar to tad lādiņš E un potenciāls V jāizteic absolūtās vienībās. Ja E ir dots praktiskās vienībās — kulonos un V — voltos, tad dabūtam ergu skaitam stāv līdzas faktors $\frac{3 \cdot 10^9}{3 \cdot 10^2} = 10^7$. Bet 10^7 ergu ir enerģijas praktiskā vienība — džouls. Tapēc varam sacīt

$$1 \text{ volts} \times 1 \text{ kulons} = 1 \text{ džouls},$$

un elektriskā lauka enerģiju izteikt džouļos.

§ 206. Kapacitatu mērosana un salīdzināšana. Dielektriskās konstantes mērosana. No sacītā redzams, kāda loma ir kādas elektriskas (kondensatoru) sistēmas kapacitātei. Tapēc viņas atrašanai ir izstrādātas vairākas metodes. Gan lielais viņu vairums pamatojas uz maiņstrāvu likumiem, kapēc par tām varesim runāt tikai vēlāk (§ 273.). No statistiskām metodēm te minesim tikai divas.

Vispirms, kā jau rādīts § 199. un kā par to liecina kapacitātes dimensija, regulāras formas konduktora (sfēras) gadījumā kapacitāti var atrast tīri ģeometriski. Bet šādu gadījumu ir maz. Biežāk lietoto kondensatoru forma ir irregulāra, tapēc te kapacitātes dabūšanai jāiet eksperimentāls ceļš, — salīdzinot nezināmo kapacitāti ar kādu kapacitātes etalonu.

Zīm. 53. dod attiecīgo schemu. Kāda kondensatora etalona K_0 viens klājums savienots ar zemi Z , otru caur slēdzeju s_0 var savienot ar kādas baterijas vienu polu, kad otrs tās pols ir pievienots zemei. E ir elektrometrs — precīzos eksperimentos tā saucamais kvadrantelektrometrs (§ 207). Ari viņu ar izslēdzeju s_1 palīdzību var pēc patikas kondensatoram K_0 pievienot, vaj no viņa atvienot. Noslēgsim s_0 un s_1 ; tad kondensators un elektrometrs aizlādesies līdz kādam potenciālam V_0 , kapēc elektrometra rādītājs novērsīsies pa θ_0 . Ja visas sistēmas uzņemtais lādiņš ir Q un ja C ir elektrometra kapacitāte, tad vietā ir vienādība

$$Q = (c_0 + C) V_0.$$

Te c_0 ir kondensatora K_0 kapacitāte. Tagad pārtrauksim s_0 un ar pieslēgu s aizlādetam kondensatoram K_0 un elektrometram pie-

vienosim (blakus) kondensatoru K ar kapacitāti c . Tad visas sistēmas kapacitāte pieaugs, kapēc viņas potenciāls kritīs līdz kādam V_1 , un elektrometra rādītājs novērsīsies par θ_1 . Tad

$$Q_1 = (c_0 + C + c) V_1,$$

jo pirmā noslēgumā kondensatora K_0 uzņemtais lādiņš Q ir palicis nemainīgs. ¹⁾ Tas dod

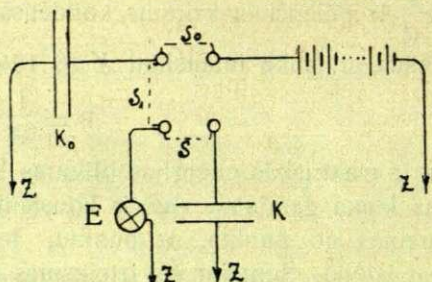
$$\frac{c_0 + C + c}{c_0 + C} = \frac{V_0}{V_1},$$

t. i.

$$\frac{c}{c_0 + C} = \frac{V_0 - V_1}{V_1}$$

un

$$\frac{c}{c_0 + c} = \frac{\theta_0 - \theta_1}{\theta_1},$$



Zīm. 53.
Kapacitāšu salīdzināšana.

¹⁾ Kā redzams, šī metode noderīga tikai pie labiem kondensatoru izolatoriem. Ja pēdejie vada, jālieto citas metodes.

jo elektrometra rādītāja novērsšanās ir proporcionāla viiņa potenciālam. No šīs vienādības, novērojot θ_0 un θ_1 , zinot c_0 un C , dabūjam c , resp.

$$\frac{c}{c_0}.$$

Kā redzam, lietojot šo metodi, jazin elektrometra paša kapacitate C . Gan ja pēdejā, salīdzinot ar kapacitatem C_0 un c ir maza, kāda parasti mēdz būt lapiņu elektroskopa kapacitate, tad ne visai lielas precizitates gadījumā C var vērā neņemt. Bet ja tā darit nevar, tad var rīkoties šādā kārtā. Pēc tam, kad kondensators K_0 un elektrometrs ir aizlādēti līdz potenciālam V_0 , elektrometru no K_0 ar izslēgu s_1 atvieno, savieno uz brīdi ar zemi un tad atkal tam pieslēdz. Tā kā nu no visas sistēmas daļa agrākā lādiņa ir aizgājusi, viiņas potenciāls būs vairs ne V_0 , bet kāds cits $V_2 < V_0$, kapēc tagad elektrometrs rādīs $\theta_2 < \theta_0$. Šini procesā kondensators būs zaudejis lādiņu $c_0 (V_0 - V_2)$; šis lādiņš būs pārgājis uz elektrometru, aizlādēdams to līdz potenciālam V_2 . Tapēc

$$c_0 (V_0 - V_2) = CV_2,$$

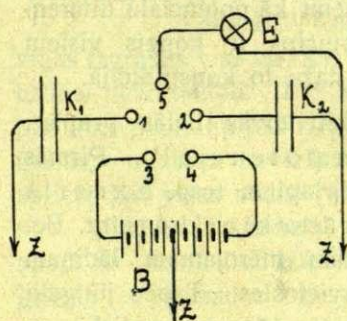
no kurienes

$$\frac{C}{c_0} = \frac{V_0 - V_2}{V_2} = \frac{\theta_0 - \theta_2}{\theta_2}$$

Tā dabūjam etalona c_0 vienībās izteiktu kapacitāti C .

Ari dielektriskās konstantes precizakas aprēķinašanas apraksts mums jaatliek uz vēlaku laiku. Tagad § 202. jau dotai F a r a d a y' a metodei, kuŗu precizejis B o l t z m a n n' s, pievienosim vēl diezgan precizo H o p k i n s o n' a metodi. Viiņa saprotama no schematickā zīm.

54. K_1 ir mainams paralelu plātņu kondensators, kuŗa plātnes var bīdit tuvak vaj tājak vienu no otras ļoti precizi. K_2 ir kāds otrs kondensators. B ir spraiģuma baterija, kuŗas vidus savienots ar zemi. Tad, kā zinams viiņas galu potenciāli ir preteji pēc zīmes, bet vienadi pēc skaitliskās vērtības. E ir kvadrantelektrometrs, 1, 2, 3, 4, un 5 — parafinā ietaisitas bedrites ar dzīvsudrabu; ieliekot pēdejās attiecīgi saliektu izoletu drāšu galus („tiltiņus“), var dabūt ātru un uzticamu savienojumu starp bedritem pievadītiem vadiem. Eksperimentā vispirms kondensatoru K_1 un K_2 ārejos klājumus pievieno zemei Z , tad iekšējos caur 1, 3, resp. 2, 4 pieslēdz



Zīm. 54.
Hopkinson'a metode.

baterijas poliem. Ar to viņi tiek pielādēti: viens pozitīvi, otrs negatīvi. Pārtraucot savienojumus 1, 3 un 2, 4 un radot viņus starp 1, 5 un 2, 5, abus kondensatorus pieslēdz elektrometram. Ja viņu kapacitātes C_1 un C_2 būs bijušas vienādas, tad vienādi pēc skaitliskās vērtības būs viņu lādiņi un potenciāli; tapēc elektrometrs nekādas elektrizācijas nerādīs. Bet elektrometra rādītājs tuliņ novērsīsies, ja C_1 un C_2 nebūs vienādi. Tā novērojot elektrometru un mainot atstātumu starp kondensatora K_2 platem, var atrast tādu viņu atstātumu d , pie kuŗa $C_1 = C_2$.

Nu kondensatorā K_1 ieliksīm no pētamā dielektrika iztaisītu plati biežumā l . No tam viņa kapacitāte pieaugs, kapēc tagad, pēc viņu lādešanas, kondensatori K_1 un K_2 elektrometru mierā vairs neturēs. Kā rādīts § 202, te K_1 kapacitāte pieaugs tā, itkā viņā atstātums starp plātnēm d būtu samazinājies par

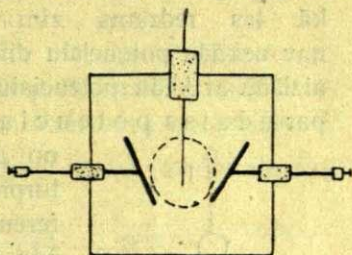
$$\delta = \frac{K - 1}{K} l,$$

ja K ir ņemtā dielektrika konstante. Attālinot K_1 plātnes, var šo δ kompensēt un tā dabūt K . Kā redzam, šinī metodē eksperiments tiek reducēts uz precīzu plātņu atstātuma, resp. attālinājuma mērošanu, kam nav nekādu grūtību ceļā.

§ 207. Elektrometri. Kvadrantelektrometrs. Viens no visvarīgākajiem elektrostatiskajiem mērošanas instrumentiem ir elektrometrs. Viņa princips un darbība īsumā minēti jau § 188. Ta konstrukcijas pamatā liktas tās elektrostatiskās repulsijas un atrakcijas, kas rodas starp diviem nevienādi lādētiem konduktoriem. Ja abi šie konduktori vaj viens no tiem ir viegls un viegli var kustēties, resp. novērsties no sava miera stāvokļa, šo novērsēšanos var ņemt kā potenciālu diferences mēru starp viņiem. Un kaut gan šis princips ir kopejs visiem elektrometriem, tomēr jamin dažas īpatnības dažu to konstrukcijā.

Visus lietojamus elektrometrus var iedalīt divās lielās grupās: elektrometri bez un elektrometri ar palīga potenciālu. Pirmās grupas reprezentatīvs ir jau agrāk aprakstītais lapiņu, resp. Exner'a elektroskops (zīm. 2.); pietaisot tam skalai, to var lietot kā elektrometru. Bet šie instrumenti ir maz jūtīgi, jo viņos pašam mērojamam lādiņam jarada tas lauks, kuŗā viņu kustīgās daļas pārvietosies. Tapēc jūtīgāki ir otrās grupas elektrometri, kuŗus reprezentē zīm. 55. schematiski attēlotais lapiņas elektrometrs. Te izoleta stieņa galā piestiprinātā lapiņa atrodas starp divām plātnēm, no kuŗām viena ir lādēta pozitīvi, otra — tik pat stipri negatīvi. Ja lapiņa attiecībā pret plātnēm

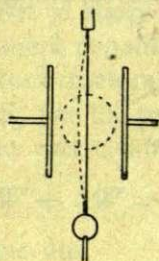
guļ simmetriski, resp. taisni starp tām, viņa ir mierā; ta ir viņas līdzsvara vieta. Kad uz viņas rodas lādiņš, līdzsvars izjūk un lapiņa paliecas uz preteji lādētās plates pusi, un jo vairak, jo stipraks ir tās lādiņš, resp. lielaks tās potentials. Lapiņas noliekšanos mēro ar pietaisitu skalu vaj ari skatoties uz to mikroskopā ar okularmikrometru. Šādu elektrometru jūtība ir visai liela, jo viņu kapacitate ir maza (daži *cm.*)



Zīm. 55.

Jūtību var mainit plašās robežās mainot plātņu (palīga) potencialu, resp. tuvinot vaj attālinot tās vienu no otras.

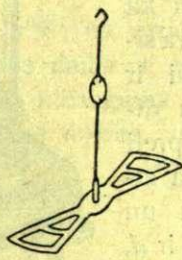
Tāpat darbojas tā saucamais stīgas elektrometrs (zīm. 56.). Viņā zelta lapiņas vietā starp palīga potencialu nesošām plātnem iestiepts ļoti tievs vadošs diegs („stīga“). Tādu diegu dabū tievu kvarca diegu apsudrabojojot. Viņa augšējais gals piestiprinats nekustami, apakšējais — pie tāda pat diega atsperes (cilpas). Viņa videjās daļas pārvietošanos novēro mikroskopā (projekcijā raustītās linijas riņķis). Tā kā te elektrometra sistema ir ļoti viegla un ar niecīgu inerci, tad šāds instruments ļoti noderīgs aši mainošos potencialu mērošanai.



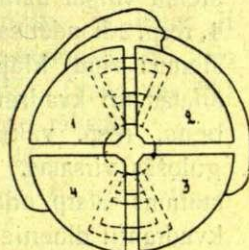
Zīm. 56.
Stīgas
elektrometrs.

Ļoti plaši izplatīts un bieži lietots ir tā saucamais kvadrantelektrometrs. Ari viņš ir otrās grupas instruments; viņa ideju devis W. Thomson's (Lords Kelvins). Zīm. 57., 58. un 59. dod Dolezalek'a kvadrantelektrometra veidu. Tievā diegā pie aluminiņa stieniša (zīm. 57.) iekārta no plānas aluminiņa lapas izgriezta simmetriskas formas plāksniņa — tā saucamā „adatas“. Lai viņa varetu būt cik spējams viegla, no

viņas izgriezts viss tas, kas tās izturībai neko nedod. Pie stieniša pierikots plāns un ļoti viegls spogulītis, no kuņa novēršanās var spriest par visas adatas novēršanos. Adata karajas metala (misiņa) apaļā un zemā bundžā, kas sagriezta 4 vienados kvadrantos (zīm. 58. un 59.). No tam elektrometra nosaukums kvadrantelektrometrs. Katrs kvadrants atsevišķi izolets ar dzintara stabiņu (zīm. 59.). Ja adata



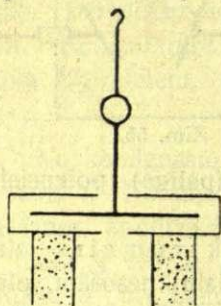
Zīm. 57.
Elektrometra
„adatas“.



Zīm. 58.
Kvadranti.

Ja adata

ir pilnīgi simmetriska — ar pareizu formu un simmetriski iekārta, kā tas redzams zīm. 58., tad ja vien starp kvadrantiem nav nekādu potenciālu diferencu, adata paliek mierā arī tad, kad viņu aizlādē ar kādu potenciālu V_a . V_a ir palīga potenciāls, kuŗu sauc par a d a t a s p o t e n c i ā l u. Viņu pievada pa tievu iekājamā diegu



Zīm. 59.

no kādas konstanta spraiguma baterijas. Ja, turpreti, starp kvadrantiem ir kāda potenciālu difference, adata tūliņ novēršas. Parasti preti gulošos kvadrantus 1, 3 un 2, 4 savieno pāros ar tievu drātiņu. Ja pirmā pāra potenciāls būs V_1 , otrā pāra potenciāls V_2 , tad adatas novēršanās būs proporcionāla differencei $V_1 - V_2$. Novēršanās turpināsies tik ilgi, kamēr sverptā iekājamā diega torzijas pretestība viņu neapturēs.

No ta redzams, ka mainot diegus, ņemot viņu No ta redzams, ka mainot diegus, ņemot viņu

Adata starp kvadrantiem. dažados resnumos, varam mainīt elektrometra jūtību. Zīm. 60. dod Dolezalek' a elektrometra ārejo izskatu.

Kvadrantelektrometra e l e m e n t a r ā teorija ir vienkārša, pilnīga,

turpreti, ļoti komplicēta.

Pirmo dabūjam aprēķinot

elektrometra elektrisko

enerģiju un to viņa enerģijas maiņu, kuŗa rodas

to lādejojot. Ja adata

kvadrantos iekārta tā, kā

rādīts zīm. 59., t. i. vidū

starp viņu dibenu un

vāku, un simmetriski kā

zīm. 58., tad visu šo si-

stemu varam uzlūkot kā

4, resp. 2 kondensatoru si-

stemu: viņu klājumi ir

adatas un kvadrantu di-

benu, resp. vāku preti

gulošās virsmas. Ja at-

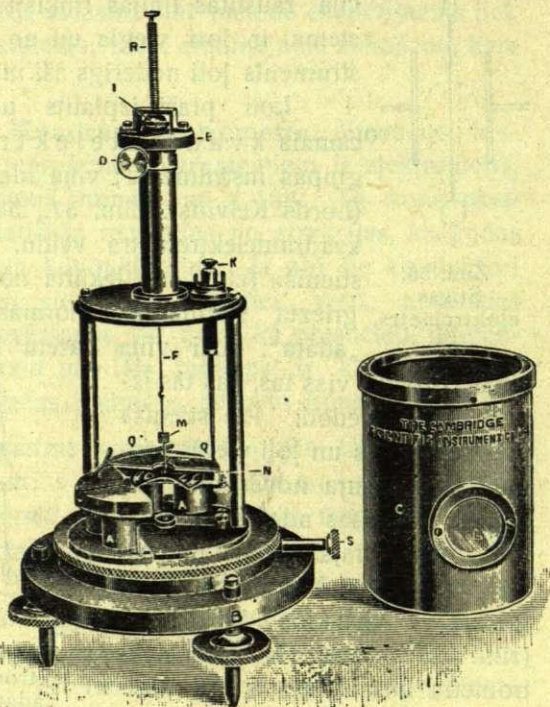
stātums starp adatu un

kvadrantu dibieniem ir d ,

tad kondensatora (1,3 —

— adata) kapacitāte ir

$$C_1 = \frac{2S_1}{4\pi d} = \frac{S_1}{2\pi d}$$



Zīm. 60.

Kvadrantelektrometrs.

un kondensatora (2,4 — adata) kapacitate

$$C_2 = \frac{2S_2}{4\pi d} = \frac{S_2}{2\pi d},$$

kur S_1 un S_2 ir tie laukumi, kuŗiem adata stāv preti pirmā un otrā kvadrantu pāŗā ¹⁾. Ja adatas potenciāls ir V_a un kvadrantu potenciāls V (piem. = 0), attiecīgo kondensatoru enerģijas, adatai miera stāvokli esot, ir

$$W_1 = \frac{1}{2}C_1(V_a - V)^2 = \frac{S_1}{4\pi d}(V_a - V)^2.$$

$$W_2 = \frac{1}{2}C_2(V_a - V)^2 = \frac{S_2}{4\pi d}(V_a - V)^2.$$

Visa elektrometra elektriskā enerģija ir

$$W = \frac{1}{4\pi d}[S_1(V_a - V)^2 + S_2(V_a - V)^2].$$

Ja kvadrantu pāŗu potenciāli būtu V_1 un V_2 , elektrometra enerģija būtu

$$W = \frac{1}{4\pi d}[S_1(V_a - V_1)^2 + S_2(V_a - V_2)^2].$$

Bet ja starp kvadrantu pāŗiem ir potenciālu diference $V_1 - V_2$, adata mierā nepaliks, bet pagriezīsies par zināmu lenķi θ . Līdz ar to viena kondensatora, piem. S_1 klājumi pamazinasies par ΔS , otra klājumi S_2 par tik pat pieaugs. Tapēc mainīsies viņu kapacitātes un līdz ar to visa elektrometra enerģija, pieaugdama par ΔW . Tagad tā būs:

$$W + \Delta W = \frac{1}{4\pi d}[(S_1 - \Delta S)(V_a - V_1)^2 + (S_2 + \Delta S)(V_a - V_2)^2];$$

tas dod

$$\begin{aligned} \Delta W &= \frac{\Delta S}{4\pi d}[(V_a - V_2)^2 - (V_a - V_1)^2] = \\ &= \frac{\Delta S}{2\pi d}(V_1 - V_2)\left(V_a - \frac{V_1 + V_2}{2}\right). \end{aligned}$$

Ja adatas garums ir $2r$, tad $\Delta S = r^2\theta$; no otras puses, ja diegs ir savērts par θ , tad vērpjot patēretais darbs ir proporcionāls θ^2 . Šo darbu ir devis elektrometra enerģijas pieaugums ΔW . Tapēc var likt $\Delta W = \alpha\theta^2$, kur α ir proporcionalitātes faktors, un tad rakstīt

$$\alpha\theta^2 = \frac{r^2\theta}{2\pi d}(V_1 - V_2)\left(V_a - \frac{V_1 + V_2}{2}\right),$$

no kurienes

$$\theta = K(V_1 - V_2)\left(V_a - \frac{V_1 + V_2}{2}\right),$$

¹⁾ Pilnīgas adatas un kvadrantu simmetrijas gadījumā $S_1 = S_2$.

ja ar K ir apzīmēta konstante $K = \frac{r^2}{2\pi dC}$.

Pēdejā formula dod kvadrantelektrometra jūtību. Kā redzam, vispirms viņa noteikta ar konstanti K , resp. tiem lielumiem, no kuriem K sakombinēta. Otrkārt, viņa proporcionāla kvadrantu pāru potenciālu diferencei $V_1 - V_2$, un treškārt — adatas un mērojamo potenciālu vidējā lieluma diferencei. Ja V_a , salīdzinot ar V_1 un V_2 , ir ļoti liels, (piem., $V_a = 200$ volti, $V_1 = 0$, $V_2 = 0.01$ volta), var likt

$$\theta = KV_a (V_1 - V_2).$$

Tā θ ir proporcionāls adatas (palīga) potenciālam V_a . Bet tomēr šī proporcionalitāte nav tik vienkārša, kā to dod šī elementārā teorija. Izrādās, ka paaugstinot V_a , elektrometra jūtība tuvojas zināmam maksimumam un tad pamazinas. Šis maksimums ir pie apm. $V_a = 150$ voltu. Tapēc arī praksē V_a ņem no 100—150 voltu.

Parasti kvadrantelektrometru lieto heterostatiskā savienojumā — kuņā V_a , V_1 un V_2 ir dažādi; vienkāršības dēļ V_1 vaj V_2 liek 0, savienojat attiecīgo pāru ar zemi. Bet adatu un vienu kvadrantpāru var savienot arī kopā un mērojamo potenciālu pievienot otram pāram, liekot, piem., $V_1 = V_a$. Tad

$$\theta = \frac{1}{2}K (V_a - V_2)^2 -$$

— adatas novēršanās būs proporcionāla adatas un mērojamās potenciālu diferences kvadrātam. Šim tā saucamam idiostatiskam savienojumam ir liela nozīme pie m a i ņ u s potenciālu mērošanas.

Kā adatas iekāršanas diegus ņem vaj nu tievas metala (Pt), tā saucamā Wollaston'a drātis, vaj apsudrabortus vaj citādi kā par vaditajiem pataisitus kvarca diegus. Wollaston'a drātis var izgatavot līdz 2 μ diametrā un vēl tievakas. Kvarca diegus var dabūt vēl tievakus (līdz 0.1 μ). Kvarca diegus uz ilgu laiku vaditspējīgus var pataisīt iegremdejot viņus uz īsu brīdi $CaCl_2$ šķīdumā ūdenī: uz viņa paliekošā $CaCl_2$ kārtā, pastāvīgi būdama mitra ($CaCl_2$ ir ļoti higroskopisks) rada ap viņu (diegu) vadošu slāni. Ar 0.3 μ resnu diegu pie $V_a = 150$ voltu kvadrantelektrometrs dod jūtību 0.0001 volta.

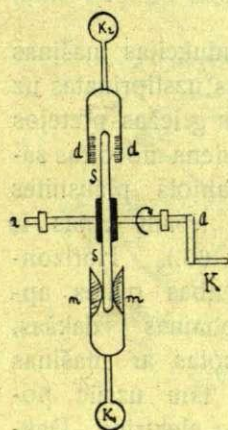
Kvadrantelektrometra sliktā īpašība — salīdzinot ar lapiņu elektrometru, ir viņa samērā lielā kapacitāte (līdz 50 cm.). Tapēc mazu elektrības daudzumu mērošanai viņš nav tik jūtīgs kā potenciālu mērošanai. No augšējiem datiem izrēķināms, ka visjūtīgākā stāvoklī viņš reaģē uz

$$q = CV = 50.0,0001 \cdot \frac{1}{300} = 1,7 \cdot 10^{-15} \text{ E. S. V.}$$

t. i. uz $\frac{1,7 \cdot 10^{-5}}{3 \cdot 10^9} = 6 \cdot 10^{-15}$ kuloniem.

§ 208. Elektroforšs. Elektriskās mašinas. Šinī paragrafā aplūkosim dažas no tām ietaisem, kuņas lieto lielaku elektrības daudzumu iegūšanai un kuņas var nosaukt par elektriskām mašinām. Gan pašas grandiozakās no viņām — tā saucamās dinamoelektriskās mašinas varesim apskatīt tikai vēlāk (§ 274.), tāpat tās ietaises, kuņas elektrība rodas blakus ķimiskām reakcijām (§ 300.), jo viņas dibinas uz citiem, iepriekšējos paragrafos vēl neapskatītiem principiem. Pagaidam iztirzasim tikai tās, kuņu pamatos liktas berzes un indukcijas elektrizācijas.

Visvecākā un pēc savas idejas visvienkāršākā ir tā saucamā berzes elektriskā mašina. Viņas konstrukcijas ideja un darbības princips ir noprotams no schematickā zīm. 61. *ss* ir stikla ripa, kuņu ar kloķi *K* var griezt ap horizontālu asi *aa*. *mm* ir divi ripai piespiesti amalgametas ādas spilveni, metaliski savienoti ar konduktoru *K*₁. Ripai griežoties un gar ādas spilveniem berzejoties, ta elektrizējas pozitīvi, spilveni — negatīvi. Viņu negativie lādiņi sakrājas uz *K*₁. Pozitīvos ripa nes sev līdz līdz dakšai *dd*, kur tos uzsūc tās asumi (§ 198.). Tā ripu nepārtraukti griežot, uz *K*₁ dabūjam negativus, uz *K*₂ — pozitīvus lādiņus, kuņas var pēc vajadzības izlietot.



Zīm. 61.
Berzes mašina.

Tomēr šādas berzes mašinas ir ļoti neekonomiskas, jo liela daļa viņas griežot patērētās enerģijas neproduktīvi pāriet siltumā. Tapēc praksē viņu vietā ir stājušās citas — uz indukcijas principa dibinatas indukcijas mašinas.

Elektrostatiskās indukcijas mašīnu visvienkāršākais veids ir visiem pazīstamais elektroforšs. Zīm. 62. dod viņa schemu. *D* ir kāda dielektrika, piem., kādas sveķainas masas vaj ebonita, uz metala plates *M* uzstiprinata ripa.

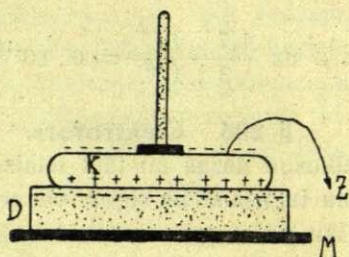
Berzejot tās virsu, var viņu elektrizēt (negatīvi). *K* ir metala ripa, kas iestiprinata izoletā kātā. Uzliekot viņu uz elektrizētās dielektrika ripas, viņā inducējam pret pēdejo vērsta pusē pozitīvo, augšējā

pusē negatīvo elektrību. Šo pēdejo, ripai ar pirkstu pieskaroties, varam aizvadīt projam. Ja tagad aiz kāta turot ripu K paceļam, viņa ir pozitīvi elektrizēta (ja ripa D būtu bijusi pozitīva, tad tagad K būtu negatīva). Šo viņas pozitīvo lādiņu varam izlietot pēc vajadzības un tad aprakstītā ceļā ripu elektrizēt no jauna, tā iegūstot lielus elektrības krājumus.

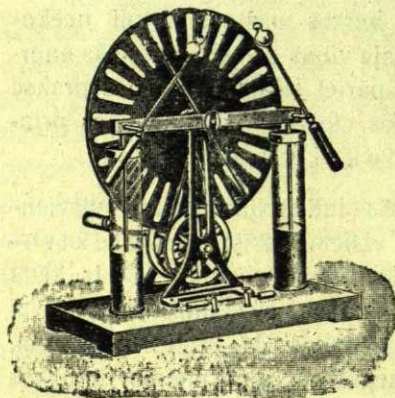
Elektrofora princips nerunā preti elektrības neiznīcības principam. Tas viegli saprotams, ja ņem vērā, ka ar ripu K projam aiznestie, resp. iegūtie elektriskie lādiņi ir ne pašas ripas D lādiņi, bet gan pēdejo inducētie. Ripas K pozitīvā elektrizācija rodas no tā darba, ko patērejam ripas vienu no otras atraujot. Tapēc arī šo darbu atkārtojot, dabūjam arvien jaunas elektrizācijas, ripas D lādiņu un elektrizāciju nemazinot.

No sacītā redzams, ka ar elektroforu kādā laikā iegūtie elektrības daudzumi būs jo lielāki, jo biežāki mēs plati K cilasim, resp. vajadzīgā vietā izlādesim. Bet cilašana nu ir neērts darbs. Tapēc viņas vietā cenšas radīt griešanu. Tas ir sasniegts augšā jau minētās indukcijas mašīnās.

Zīm. 63. dod visizplatītākās Wimshurst'a indukcijas mašīnas arejo izskatu. Divas vienādas stikla vaj ebonīta ripas uzstiprinātas uz ass tā, ka pēdejo griežot viņas ar vienādiem ātrumiem griežas pretejos virzienos. Pa ārejām to virsmām vienādos atstātumos viena no otras salīmetas vienādas staniola plāksnītes („sektori“); uz abām ripām viņas ir vienādā skaitā (zīm. 63.). Horizontālā diametra galos abas plātes apņem kopīgas zobainas dakšas, kas metaliski savienotas ar mašīnas poliēm. Viena no tām uzsūc pozitīvo, otra — negatīvo elektrību. Dakšām pievienoti nelieli Leidenes trauki, kuŗu ārejie klājumi ir metaliskā sakarā viens ar otru. Ripām no ārpusēm pietaisitas likstis, kuŗas beidzas ar mīkstām metala barkstām; pēdejās ar nelielu spiedienu pieskaŗas ripu dia-



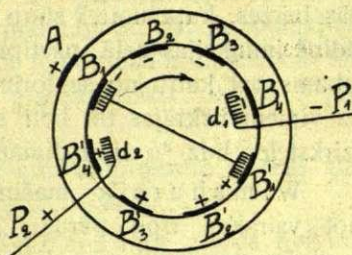
Zīm. 62.
Elektrofors.



Zīm. 63.
Wimshurst'a mašīna.

metru galu sektoriem. Viena pret otru viņas stāv gandrīz normali, veidojot ar dakšas savienojošo horizontālo līniju 45° leņķi.

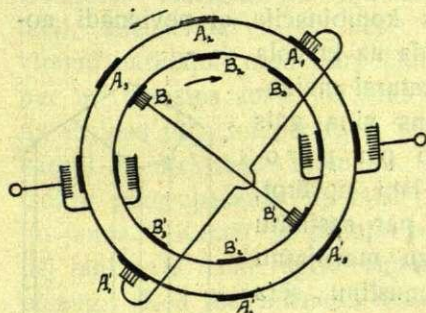
Wimshurst'a mašinas darbošanās princips izprotams no schematiskiem zīm. 64. un 65. Tā kā uz divām blakus rotejošām ripām notiekošo ir grūti zīmēt attēlot, tad viņu vietā ir zīmēti divi koaksiali cilindri; staniola sektori ir uz viņu virsmām uzlīmēti. Vispirms domāsim vienkāršāko gadījumu (zīm. 64.), kad uz ārējā cilindra ir viens vien pozitīvi lādets sektors A , un ka šis cilindrs stāv mierā, bet pulksteņa rādītāja virzienā rotē tikai iekšējais. Tad katrā šī cilindra sektorā B inducēsies negatīvā elektrība, katrā B' pozitīvā. Tapēc visi sektori B_2, B_3 u. t. t. nesīs negatīvus lādiņus un nesīs viņus līdz dakšai d_1 , kuŗa tos uzsūks, sakrājot konduktorā P_1 . Visi sektori B_1', B_2', B_3' u. t. t. nesīs pozitīvus lādiņus, kuŗus tiem atņems dakša d_2 , raidot viņus uz P_2 . Tā iekšējo cilindru griežot, uz P_1 dabūsīm negativus, uz P_2 pozitīvus lādiņus.



Zīm. 64.

Indukcijas mašinas schema.

Nu domāsim arī ārējo cilindru aplīktu ar staniola sektoriem (zīm. 65.) un liksim viņam griezties iekšējam preteļā virzienā. Pieņemsim, ka visi sektori ir neitrāli,



Zīm. 65.

bet ka no bārkstas apakšas tikko iznākušais sektors A_1 ir drusku pozitīvi elektrizēts. Tad viņš šo savu elektrizāciju nesīs sev līdz arī stāvoklī A_2, A_3 u. t. t. Pie A_3 viņam preti būs iekšējā cilindra sektors B_1 , patlaban būdams sakarā ar bārkstam un liksti. Tapēc viņā inducēsies negatīvā, sektorā B_1' — pozitīvā elektrība. Savu negatīvo lādiņu B_1 nesīs uz B_2 , tad

B_3 u. t. t. Bet pie B_3 tam preti stāvēs A_1 , kuŗā tūlīņ indukcijas ceļā rasies pozitīvā, sektorā A_1' , turpreti, negatīvā. Kad A_1 nonāks stāvoklī A_3 , viņš savukārt inducēs sektorā B_1 jaunu negatīvu lādiņu, tik pat lielu pozitīvu nodzīdams uz B_1' , u. t. t. Tā redzam, ka augšējā figūras daļā visi A nesīs pozitīvus lādiņus no A_1 uz A_4 , resp. dakšu d_2 , visi B nesīs no B_1 negatīvus lādiņus uz d_1 . Preteji būs figūras apakšējā daļā: B_1', B_2' etc. būs visu laiku pozitīvi lādēti un savus

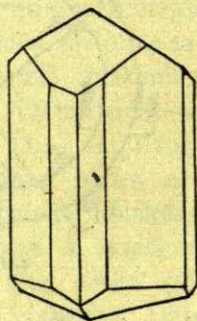
lādiņus nesīs uz d_2 , visi A_1' , A_2' etc. būs negatīvi un nesīs savus lādus uz d_1 . Tā dakša d_1 kļūs par negatīvās, dakša d_2 par pozitīvās elektrības uzkrāšanās vietu. Uzsūcot šīs elektrības, dakšas sūtīs viņas uz mašīnas poliēm.

Kā redzam, šī tipa mašīna ir pašierosmes mašīna. Tas sākuma lādiņš, kuŗu mēs domājam esam uz A_1 , rodas uz viņa no tās īsās berzes, kuŗa notiek starp viņu un ta likstes bārkstu. Šis niecīgais lādiņš indukcijas ceļā pastiprinās arvien vairak un vairak. Tas pats sakams par katru no sektoriem. Tā ar laiku (pa pusapgriezīenu) uz viņiem uzkrājas tik lieli elektrības daudzumi, ka starp $P_1 P_2$ rodas dzirksteles līdz $\frac{2}{3}$ ripu diametra gaŗuma.

Wimshurst'a mašīnas spējas var vēl stipri pacelt ņemot vairakus ripu pārus. Ir konstruetas pat 60 ripu mašīnas; ar viņām var iegūt visai lielus elektrības daudzumus.

Pēdejos gados ir tikuŗas taisītas mašīnas, kuŗās staniolu sektori ir iespiesti „ievulkanizeti“ pašās ebonīta ripās. Ar to panākta labāka izolācija; līdz ar to sasniedzams augstāks potenciāls.

§ 209. Piroelektrība. Sakarā ar dielektrisko polarizāciju jāmīn vēl divi elektrizācijas veidi, kuŗi sastopami pie dažiem kristāliem. Pirmais no tiem 1703. gadā gluŗi nejauši novērots mineralā turmalīnā. Turmalīns, parasti zaļi krāsots minerals, kristalīzejas heksagonālā sistēmā un pieder pie viņas otrās hemimorfās grupas. Tas ir seŗkantainas un trīskantainas prizmas kombinācija, ar nevienādi noauguŗiem galiem (zīm. 66.), kas norāda uz kristāla polaritāti. Šāds kristāls, viņa temperatūrai mainoties, iegūst elektriskas īpaŗības: viens viņa gals elektrīzejas pozitīvi, otrs negatīvi. Šo par piroelektrisko nosaukto elektrizāciju labi novērot, caur muslīna auduma sietiņu kaisot pār sasildītu turmalīnu sēra un svīna oksīda pulveru maisījumu (Kundt'a metode). Berzejoties gar muslīnu, sērs elektrīzejas negatīvi, svīna oksīds — pozitīvi, kapēc pozitīvi elektrizētais turmalīna gals pārklājas ar dzelteno sēru, negatīvi elektrizētais otrs gals ar sarkano svīnu. Ja kristālu atdzesē, tad poli mainas: tas viņa gals, kurŗ kristālam sasilstot bija pozitīvs (tā saucamais analogais pols), tagad top negatīvs, agrāki negatīvais (antilogais pols) tagad elektrīzejas pozitīvi.



Zīm. 66.
Turmalīns.

Precīzakai turmalīna piroelektrības novēroŗšanai var ņemt palīgā elektrometru. Tad var atrast, ka abas preteŗās elektrības kristāla galos ro-

das vienmēr vienados daudzumos, pie tam neatkarīgi no kristala gaŗuma, bet gan proporcionāli viņa šķērsriezuma laukumam.

Savu elektrizāciju kristāls iegūst ne pēkšņi, bet pamazam, sasniedzot zināmu maksimumu, un tad viņu atkal zaudejot. Laiks, kuŗā tas notiek, kā arī paša elektrizācijas maksimuma skaitliskā vērtība ir atkarīgi no vairākiem faktoriem, bet jo sevišķi no apkārtejā gaisa mitruma. To ir rādījis Riecke, viens no piroelektrisko parādību lielākiem pētniekiem, laižot sasildītam turmalīnam atdzist no putekļiem un mitruma pilnīgi brīvā, mazliet retinātā telpā: šādos apstākļos turmalīns, pēc savas atdzišanas, savu piroelektrisko lādiņu pieņemat stundām ilgi.

Līdzīgi turmalīnam izturas arī daži citi hemimorfie kristāli (topāz), kaut gan viņu elektriskās īpašības ir vājākas.

Piroelektrības izskaidrojumam W. Thomson's (lords Kelvins) ir devis hipotēzi, pēc kuŗas turmalīnā un viņam līdzīgos kristālos molekularie dipolji jau parastos apstākļos, t. i. arī bez ārējā elektriskā lauka iedarbošanās ir orientēti kristāla galvenās ass virzienā. Arī dabiskā stāvoklī turmalīnā ir nepārtrauktas dipolju ķēdes: šāds kristāls ir polarizēts. Šo ķēžu galos esošie brīvie elektriskie lādiņi sumējas un dod noteikta lieluma virsmas lādiņu — vienā kristāla galā pozitīvu, otrā — negatīvu.

Tādus viņus mēs tad arī novērotu, ja kristāla virsma būtu ideāls izolators. Bet tāda nu viņa nav. Apkārtejie priekšmeti, sevišķi putekļi, ūdenstvaiki u. c., tieši kristālam pieskardamies, resp. viņa virsmu pārklājot, rada starp lādiņiem tiltu, pa kuŗu tie izlīdzinās. Tāpec arī parastos apstākļos šāds polarizēts kristāls ir neitrāls. Bet ja nu mainās viņa temperatūra, mainās dipolju dispozīcija, atstātumi un varbūt arī elektriskie momenti. Līdz ar to rodas jaunas ķēdes, jauna lādiņu pārgrupešanās kristālā, no kam tā galos parādās brīvi lādiņi no jauna. Kamēr šo pēdejo pieaugums pārsniedz sliktās izolācijas dēļ tanī pašā laikā sprīdī zudumā ejošo lādiņu, kristāla elektrizācija pieaug. Kad pie zināmas temperatūras zudums sāk kompensēt pieaugumu, iestājas dinamisks līdzsvars; tad brīvais lādiņš kristāla galos sasniedz savu maksimumu.

Thomson'a domu apstiprina jau minētie novērojumi, ka lādiņi ir no kristāla gaŗuma pilnīgi neatkarīgi, bet gan viņa šķērsriezuma laukumam proporcionāli. Arī sekošais Voigt'a eksperiments viņai liecina par labu. Pārļaužot neitrāla turmalīna kristālu vidū pušu un tad lūzuma galus iegremdējot ar dzīvsudrabu pildītos trauciņos, kas savienoti ar Dolezal'ek'a elektrometra kvadrantiem, Voigt's dabū

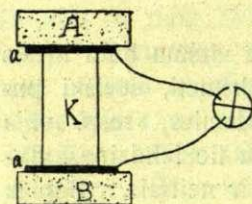
elektrometra adatas novēršanos, kas rāda, ka uz lūzuma galiem tiešam ir bijuši brīvi lādiņi. Pie eksperimenta (neitralās) temperatūras 24°C uz 1 cm^2 lūzuma virsmas tā dabūts lādiņš $33,4\text{ E. S. V.}$

Piroelektriskās elektrizācijas atkarību no temperatūras dod Riecke's formula:

$$e = at + bt^2,$$

kurā a, b ir kristalam raksturīgas konstantes, e viņa galos dabūtais lādiņš un t — no neitralās temperatūras rēķinātais viņas pieaugums, resp. kritums. Šī formula labi saskan ar novērojumu, kurā kādam turmalīnam Riecke dabū 180 E. S. V. uz 1 cm^2 , temperatūru par 100°C virs normalās (neitralās) paceļot.

§ 210. Pjezoelektrība. Otrais vēl minamais elektrizācijas veids, kurā loma ir dabiskai polarizācijai, ir tā saucamā pjezoelektriskā elektrizācija. Kā pirmie viņu 1881. gadā novēroja brāļi J. un P. Curie. Ja piroelektrisku kristalu, piem., turmalīnu, kvarcu etc, spiež vaj stiepji, viņa galos vienados daudzumos rodas preteji lādiņi, pie kam kādā noteiktā galā spiešana un stiepšana rada pretejus lādiņus. Ta novērošanai noder sekošā schema (zīm. 67.). K ir pētamais kristals,



Zīm. 67.
Pjezoelektrība.

savienotas staniola plāksnes a, a . Viens no kvadrantu pāriem, ar viņam pievienoto plāksni ir savienots ar zemi. Ja tā sagatavotu kristalu ieliek presē starp ebonīta vai cita kāda izturīga izolatora blūķiem A, B , tad preseī darbojoties, elektrometrs sāk rādīt elektrizāciju, kas pieaug, spiedienam starp A, B pieaugot. Tā tad kristala galos rodas preteji lādiņi. Ja spiešanu pārtrauc un saspiestā kristala kāda gala elektrisko lādiņu aizvada zemē un tad kristalu pamazām no spiediena atbrīvo, elektrometrs rāda aizvadītai preteju elektrizāciju.

Ari šī elektrizācija spiedienam kritoties pieaug un beidzot, kad kristals ir no viņa atkal pilnīgi brīvs, tās skaitliskā vērtība top vienāda ar aizvadītās vērtību. Tāpat tas ir, ja kristala augšējo galu piestiprinot, apakšējam pakāpeniski liek klāt svaru: arī kristalam stiepjoties viņa galos rodas brīvi preteji lādiņi, kas ir jo lielāki, jo vairāk kristals izstiepts. Kad izstieptam un neitralam kristalam ļauj atkal sarauties, viņa galu lādiņi mainas uz pretejiem. Pie tam izrādas, ka šīs pjezoelektriskās kristala īpašības ir noteikti saistītas ar viņa piroelektriskām īpašībām: spiediens uz kristala dod vienmēr to pašu elektrizāciju kā atdzišana piroelektriskā procesā un spiediena pazeminašana — kā kristala sildišana.

Šis sakars un šīs paraleles liek domāt, ka abām elektrizācijām — piro- un pjezoelektrizācijai ir viens un tas pats cēlonis: molekularo dipoļu dispozīcijas, resp. kristāla iekšējās struktūras maiņa. Pat vēl vairāk: ņemot vērā, ka katrai temperatūras maiņai vienmēr iet blakus ķermeņa dimensiju un iekšējās struktūras maiņas, mēs varam piroelektriskās parādības uzlūkot kā pjezo-parādību speciēlu gadījumu. Šo domu ir licis savas piro-pjezoelektriskās teorijas pamatā *Voigt's*.

Interesantas ir *G. Lippmann's* domas par pjezoelektriskām parādībām. Ja pjezoelektriskā kristāla dimensiju maiņa rada viņa elektrizāciju, tad sagaidāms arī pretejs: kristālam elektrizējoties, viņa dimensijām attiecīgi jāmainas. Šo sagaidāmo dimensiju maiņu var iepriekš aprēķināt. Sekojot *Lippmann's* domu gājienam var izrēķināt, ka optiskai asij normali izgrieztai kvarca platei, kuŗa pie 258 *gr.* spiediena dod 0,18 *E. S. V.*, jāmainas biezumā par $4,8 \cdot 10^{-5}$ *cm.*, ja viņas pretejās pusēs pieliek 65,2 *E. S. V.* lielu potenciālu. Brāļi *Curie* eksperimentālā ceļā šai platei dabū biezuma maiņu $5,10^{-5}$ *cm.*, kas labi saskan ar aprēķinu.

Lippmann's mekleja arī piroelektriskās parādības inversiju, domājot, ka mainot elektrisko lauku piroelektriskā kristālā, bū: iespējams dabūt viņa temperatūras maiņu. Arī šo domu eksperiments apstiprina, kaut gan te efekts ir ļoti mazs.

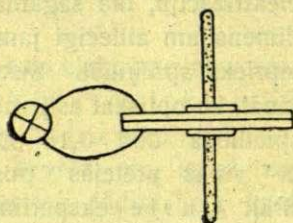
Zinot zīm. 67. attēlotā elektrometra kapacitāti, var atrast pjezoelektriskā lādiņa lielumu. Tā *Curie* kādam turmalīnam atrada viena diņa doto elektrības daudzumu kā $6,32 \cdot 10^{-8}$ *E. S. V.*

Kvarca pjezoelektriskās īpašības ir liktas tā saucamā pjezoelektriskā elektrometra jeb vienkārši pjezokvarca konstrukcijas pamatā. No kvarca kristāla, paraleli viņa optiskai asij, izgriezta dažus kvadrat-centimetrus liela, tik bieza plate, ka viņa iztur 1 *kg* lielu stiepienu. Plates pretejam malam, optiskās ass normalā virzienā, piestiprinātas spāiles tā, ka plati var vertikāli uzkārt un tad ar svaru stiept. Tad uz viņas sāniem rodas pjezoelektriskie lādiņi, kas stiepienam, resp. pieliktajam svaram ir diezgan stingri proporcionāli. Ar staniola plāksni un viņām piestiprinātu vadu palīdzību šos lādiņus var aizvadīt kur vajadzīgs. Tā šis rīks darbojas kā ļoti mazu lādiņu devejs. Bet viņu var lietot arī kā elektrometru. Tikai tad viņš iepriekš ar kāda cita elektrometra un noteikta kondensatora palīdzību jāgraduē (gramos).

§ 211. Volta efekts. Kontakta potenciālu diference. Līdz šim, runādami par ķermeņu elektrizāciju, mēs kaut cik izprast viņas mehānismu varam tikai elektrostātiskās indukcijas un tad pēdejos

divos paragrafos aprakstītos gadījumos. Visplašāki izplatītais, tā sakot pirmatnējais — berzes elektrības rašanās process, turpreti, mums palika nenoskaidrots. Zināmus pieturas punktus te tomēr dod tās elektrizēšanās studešana, kuŗa rodas diviem dažādiem ķermeņiem vienkārši saskaroties. Šo gadījumu pirmais ir pētījis itālietis A. Volta, kapēc šo elektrizācijas veidu bieži sauc Volta efektu

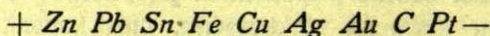
Volta efektu visvienkāršāki mēdz demonstrēt pie metaliem. Divas izolatoru kātos iestiprinātas, labi nogludinātas cinka un vara ripas savieno ar tievām drātīm ar kādu jūtīgu elektrometru, piem., kvadrantelektrometra pāriem. Kopā saliktas, kā zīm. 68., ripas, saprotams, nekādas elektrizācijas pazīmes nerāda. Bet ja viņas vienu no otras atņem, elektrometra adata tūliņ novēršas, liecinot, ka tagad starp abām plātem ir potenciālu difference. Ši kontakta potenciālu difference ir jo sevišķi liela tajos gadījumos, kad ripas izdodas vienu otrai atņemt pilnīgi paraleli to virsmam.



Zīm. 68.
Volta efekts.

Kontaktpotenciālu diferenci dod kurš katrs metalu pāris, kuŗu virsmas saskaršanās vietā ir dažādas. Ievērojams te ir tas, ka šī dažādība var būt ne tikai ķīmiska, bet arī fizikāla. Tā, piem., divi viena un ta paša metala gabali, ja viens no tiem ir silts, otrs auksts, ja vienam virsma ir gluda, otram saskrāpeta, ja viens no tiem ir vairāk ticis deformēts, piem., saspiests, izstiepts u. t. t. kā otrs u. t. t. Ar vārdu sakot Volta efektu dod katrs fizikāli un ķīmiski dažādu metalu pāris.

Volta efekta pētījumiem pirmā kārtā no svara ir tās potenciālu difference, kuŗas rodas starp dažādiem metaliem. Vispārīgi runājot, viņas ir ļoti svārstīgas un atkarīgas no daudziem ārejiem apstākļiem. Bet noteiktos, vienos un tāis pašos apstākļos kāda metalu pāra potenciālu difference ir tomēr viena un ta pati — ņemtājam metalu pārim īpatnejs lielums. Tā, piem., agrāk minētam pārim Zn/Cu vienmēr ir viena un ta pati potenciālu difference, neatkarīgi no saskaršanās vietas lieluma un saskaršanās ilguma, pie kam parasti Zn ir ar augstāku (pozitīvu), Cu ar zemāku (negatīvu) potenciālu. Volta ir rādījis, ka šinī ziņā visus metālus var novietot rindā tā, ka katrs metāls, ar sekojošo saskardamies, elektrizējas pozitīvi, ar katru iepriekšējo — negatīvi. Šī „Volta rinda“ ir



Viņā ierakstīti tikai galvenie metāli un pie tam vēl tā, ka to savstar-

pejais atstātums dod arī viņu potenciālu diferences skaitlisko mēru.

Tā, piem., vislielāko diferenci dod pāris Cu/Pt .

Kontakta potenciāls starp tīriem metāliem parasti ir ļoti mazs — tikai dažas volta simtdaļas. Tapēc viņa novērošanai un mērošanai vajadzīgs jūtīgs elektrometrs. Tas stāv ciešā sakārā ar agrāk minēto, ka novērojums labi izdodas, ja pagadas abas plātes vienu otrai atņemt paraleli, t. i. tā, lai viņu virsmas atdalītos visos savos pieskaršanās punktos uz reizi. Lai to izprastu, sekosim pašam atņemšanas procesam un ar viņu saistītiem elektriskiem procesiem vērīgāki.

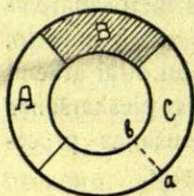
No sākuma abas plātes (ripas) saskarjas un zīm. 64^o attēlotā gadījumā elektrometra rādītājs stāv uz 0: visas sistēmas potenciāls ir konstants (ja pie tam vēl sistēma kādu brīdi ir bijusi sakārā ar zemi, tad šis potenciāls ir 0). Nu celsim virsejo plāti augšup. Tad uz abām plātem rodas brīvi preteji lādiņi — uz Zn plātes +, uz Cu -plātes -. Tā mūsu sistēma pārveršas par kondensatoru. Bet tā kā šī kondensatora plātes pašā pirmā acūmirklī ir gandrīz bezgala tuvu viena otrai, tad tā kapacitāte ir ārkārtīgi liela. Aiz šā iemesla tie nelielie brīvie lādiņi, kas uz plātem rodas, nevar viņām piedot kaut cik manamu potenciālu, un tapēc tāds elektrometrs, kurš mēro „potenciālu“, bet ne „lādiņu“, t. i. kuņam viņa pašā kapacitāte ir liela, nekādu ripu elektrizāciju neuzrāda. Bet pēdejo var pacelt, ja kondensatora kapacitāti pamazina. To panāk viņa plātes vienu no otras attālinot, t. i. atņemot. Bet nu iedomasimies, ka šinī atņemšanas procesā plātes kaut kādā punktā viena otrai vēl pieskarjas, kas neizbēgami notiek, ja viņu virsmas nepaliek paralelas. Tad līdz ar viņu attālināšanos pieaugošā elektrizācija caur saskaršanās punktu izlīdzinās; kad nu beidzot plātes pilnīgi viena no otras atiet, viņu potenciālu diference izrādās niecīga.

Šo vērā ņemot, var atrast līdzekli, kā arī ar mazāk jūtīgu instrumentu novērot kontakta potenciālu. Tam nolūkam metālu ripām laiž saskarties ne tieši, bet starp viņām novieto kādu plānu izolatora slāni, piem., vienu plāti pārklājot ar kādu laku. Kontaktu starp viņām dabū ar saliektu drāts gabalu, pieskaroties ar tās galiem abām plātem. Plātes tagad vienu no otras atņemot, mēs viņu elektrizāciju nemazinām un jau ar parasto elektrometru pietiek, lai viņu konstatētu.

Kā redzējām, kamēr abas plātes ir kontaktā viena ar otru, nekādas elektrizācijas nav. Ja skaidrības labā savienojumu drātiš do- masim no tā pašā materiāla, no ka taisīti elektrometra kvadranti — parasti no misiņa, un ja pozitīvo kontakta potenciālu diferenci starp diviem metāliem M un N apzīmēsim ar simbolu M/N (negatīvo ar N/M), tad šo rezultātu varam pierakstīt:

$$\text{Misiņš}/\text{Zn} + \text{Zn}/\text{Cu} + \text{Cu}/\text{Misiņš} = 0.$$

Tas saka, ka ja kāda metālu ķēde sākas un beidzas ar vienu un to pašu metālu, tad šādā ķēdē nekādu potenciālu diferencu nav. Nav tādas arī metālu noslēgtā ķēdē, kāda, piem., ir zīm. 69. attēlotā, jo viņā metālu *C* vaj kaut kuļu citu var iedomāties pie *ab* pārgrieztu tā, ka te atkal ķēdes gali sākas un beidzas ar vienu un to pašu metālu.



Zīm. 69.
Volta likums.

Šo rezultātu var attiecināt uz vairākiem metāliem: *A, B, C, ... N*. Kādi viņi arī nebijuši, vienmēr $A/B + B/C + C/D + \dots + K/N + N/A = 0$.

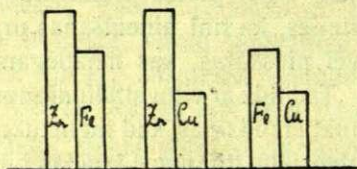
Tas ir tā saucamais Volta likums. Kā redzam, viņš izteic pazīstamo faktu, ka kontaktā esošu metālu potenciāls ir visur vienāds.

Šo likumu var izteikt arī citādi, pārrakstot augšējo vienādību:

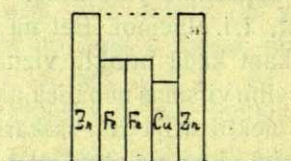
$$A/B + B/C + \dots + K/N = -N/A = A/N.$$

Vārdiem izteikts: divu metālu *A* un *N* kontakta pot. dif. ir neatkarīga no tā, vaj viņi saskaras tieši, jeb starptiem ir vēl kādi citi metāli.

Ērts un parocīgs ir sekošais Volta likuma grafiskais attēlojums. Katra metāla absolūto potenciālu zīmesim kā šauru, attiecīga augstuma četrstūri. Tad divu metālu kontakta potenciālu difference būs šādu



Zīm. 70.
Kontakta potenciālu grafika.



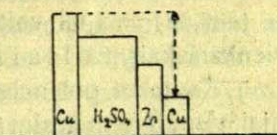
Zīm. 71.
Volta likuma grafika.

divu blakus nostādītu četrstūru augstumu difference. Tas rādīts zīm. 70. metālu pāriem *Zn/Fe*, *Zn/Cu* un *Fe/Cu*. Zīm. 71. dod Volta likuma attēlojumu: ja ķēde beidzas un sākas ar *Zn*, viņas galos potenciālu difference nav.

Par kontakta potenciāliem, kas rodas tīru metālu ķēdēs, kad mainās savienojumu vietu temperatūra, skat. § 230. (Termoelektrība).

§ 212. Kontakta potenciāls šķidrums. Metālu kontakta elektrizācijai ir vairāk teoretiska nozīme. Praksei daudz svarīgāki ir tie gadījumi, kuļos metāls nāk sakarā ar elektrību vadošiem šķidrumsiem — tā saucamiem elektrolītiem. Tā, piem., ja cinka stieni ieliek kādā ar ūdeni atšķaidītā skābē, piem., H_2SO_4 tad abi — kā cinks, tā

skābe — elektrizejas; cinks negatīvi, sērskābe pozitīvi, pie kam radušās potenciālu diferences ir daudz lielākas par tīru metālu diferencēm, tā ka viņas viegli izmērojamas. Ja *Zn* vietā ņemam vara, tad arī dabūjam elektrizāciju, tikai tagad *Cu* ir pozitīvs un sērskābe negatīva. No tā redzam, ka te Volta likums (rindas likums) vairs nav vietā.



Zīm. 72.
Volta elements.

Tapēc, ja kādā traukā ar atšķaidītu sērskābi ir ielaisti cinka un vara stieņi, mēs, lietojot pag. § beigās minēto paņēmieni, dabūjam, zīm. 72. dotu potenciālu diferences grafiku: vara potenciāls ir par sērskābes potenciālu augstāks, pēdējais atkal par *Zn* potenciālu augstāks. Ja nu cinkam novietojam blakus vēl vienu vara gabalu, piem., pievienojot viņam klāt vara novadītājas drāts gabalus, tad šī pēdējā potenciālam jābūt vēl zemākam. Tā kaut arī visa ķēde sākas un beidzas ar vienu no to pašu metālu (*Cu*), tomēr viņas galos vienmēr ir noteikta potenciālu diference. Un tā tas ir visos tajos gadījumos, kad metāla ķēdē ir ieslēgts kāds elektrolīts. Tapēc metālu un šķidrumu ar simboliem *M* un *S* apzīmējot, to varam pierakstīt:

$$M_1/S + S/M_2 = M_1/M_2.$$

No tā redzam, ka šādu ķēdi noslēdzot, varam dabūt potenciālu izlīdzināšanos, līdz ar to elektrības lādiņu pārvietošanos no augstākā potenciāla vietām uz zemāko potenciālu — elektrības plūsmu jeb strāvu.

Kā jau minēts, metālu un šķidrumu kontakta potenciāli ir jau pietiekoši lieli, lai viņus varetu ērti izmērit. Vislabākais ceļš te ir tā saucamā kapilārā elektrometra metode, par kuŗu būs runa vēlāk (§ 301.). Nākošā tabelē ir ierakstītas dažu metālu un šķidrumu kontakta potenciālu diferences. Tā kā viņas ir lielā mērā atkarīgas no temperatūras un šķidrumu (elektrolītu) koncentrācijas, pievestie skaitļi ir pārrēķināti uz 0°C un normālām elektrolītu koncentrācijām, t. i. tādām, kuŗās 1 litrā ir atšķaidīta viena grammolekula (I, §10.) domātās vielas. Diferences ir dotas voltos:

Metāls	Elektrolīts		
	<i>H₂SO₄</i>	<i>HCl</i>	<i>HNO₃</i>
<i>Zn</i>	−0.62	−0.54	−0.47
<i>Cd</i>	−0.22	−0.24	−0.12
<i>Cu</i>	+0.46	+0.35	+0.62
<i>Ag</i>	+0.73	+0.57	+1.06
<i>Hg</i>	+0.86	+0.57	+1.03

No tabeles aprēķinām, ka iegremdejot tīra cinka un vara gabalus normalas koncentrācijas sērskābē, mēs viņu galos dabūjam $V = 0,46 - (-0,62) = 1,08$ voltu lielu potenciālu diferenci. Šāda ietaise ir visvienkāršākais voltaiskais (galvaniskais) elements¹⁾.

Kontakta potenciāla teorijai un līdz ar to elektrizācijas teorijai vispāri te paiesim gaŗam. Pie viņas atgriezīsimes pēc tam (§ 216.), kad būsīm apskatījuši tā saucamās elektrolītiskās, un vēl dažas citas elektriskās parādības metālos. Tagad mums no svara ir šo potenciālu praktiskā pielietojamība, sevišķi pot. dif. starp metāliem un šķīdriem, ja daudzās ietaisēs, kā piem., nupat minētā voltaiskā elementā, tad akumulatorā u. c., mēs viņas varam izlietot ilgstošu un stipru elektrisku strāvu radišanai. Tikai vienu te vēl atzīmesim: novērojumi rāda, ka visur tur, kur potenciālu diferences un viņu radītās elektriskās strāvas rodas kādam elektrolītiskam šķīdriem līdzī darbojoties, šinī šķīdriem un arī pašos metālos vienmēr notiek fizikālas vaj ķīmiskas pārmaiņas: koncentrācijas maiņas, metālu oksidācija, redukciju u. t. t. Tā te elektriskam procesam vienmēr iet blakus kāds fizikāls vaj ķīmisk process.

Beidzot pievedīsim dažu biežāk lietojamo voltaisko elementu polu potenciālu diferences (volts)

Daniel'a elements ($Cu/H_2SO_4 + Cu SO_4/Cu$)	1,10;
Bunsen'a elements ($Zn/H_2SO_4 + HNO_3/C$)	1,87;
Leclanchè ($Zn/NH_4Cl aq + MnO_2/C$)	1,28;
Svina akumulators ($PbO_2/H_2SO_4 + H_2SO_4/Pb$)	2,00.

Elektriskās strāvas likumi.

§ 213. Elektriskā strāva. ^eDēfinīcijas. Līdz šim — un jo sevišķi § 196. aprakstītie novērojumi rāda, ka metāla iekšienē elektrostatiskā lauka un spēka līniju nav. Tomēr nepareizi būtu domāt, ka lauks tur pavisam nav iespējams. Ari metālos un citos vadītajos viņš var eksistēt. Bet ja mēs viņu nenovērojam, tad tapēc, ka viņš tur ļoti ātri sabruk.

Šo lauka sabrukšanas procesu kaut cik izprast mēs varam tad, ja atminamies jau agrāki par elektriskiem dipoljiem sacīto. Kad metāla

¹⁾ Parasti kontakta potenciāla aprakstu un ar viņu saistītās parādības ved sakarā ar anātoma Galvani vārdu; no tā tad ir atvasināti nosaukumi galvanisms, galvanisks etc. Tomēr šo parādību noskaidrošanā Galvani nav nekādu nopelnu. Pat vēl vairak: aizstāvēdams savu „dzīvnieku elektrības“ hipotēzi, viņš ka veja fiziķa A. Volta pareizo ieskatu izplatišanos. Tapēc bieži, sevišķi angļu grāmatās, lieto nosaukumu voltaiskais elements.

gabalu novieto elektriskā laukā, t. i. kad viņa galos rada potenciālu diferenci, viņā rodas spēka līniju virzienā vērstas dipolju ķēdes: metāls polarizējas tāpat kā dielektriķis (§ 203.). Katra ķēde ir saistīta ar vienu vai vairākām spēka līnijām. Ja ķēdes galos ir lādiņi $+e$ un $-e$, tad viņai ir $4\pi e$ līniju. Bet šīs dipolju ķēdes ir ļoti maz izturīgas; tiklīdz tās radušās, pa viņām sākas lādiņu (elektrizāciju) izlīdzināšanās un tapēc viņas tūlīņ sabrūk. Līdzī tam izzūd tas sasprāngums, kuŗu spēka līnija reprezentē, sabrūk un pazūd arī elektriskais lauks metāla iekšienē. Un tā kā metālu dipolji ir ļoti nestipri, tad lādiņi pa viņu ķēdem pārvietojas ļoti labi un tapēc arī elektriskais lauks metālā sabrūk tik āsi, ka viņa pastāvēšanu grūti konstatēt.

Elektriskam laukam metālā sabrūkot viņa spēka līniju virzienā pārvietojas elektriski lādiņi, kā mēdz sacīt pozitīvie uz vienu, negatīvie uz otru pusi. Līdz ar to izlīdzinas potenciālu diference viņa galos. Tā lauka un potenciālu diferences zušana rada metālā divu elektrību plūsmu. Šo plūsmu mēs saucam par elektrisko strāvu.

Strāva ilgst visai īsu laiku, ja metālā, jeb, kā saka vada galos elektrības daudzumi ir mazi un aprobežoti. Ja, turpreti, katru pazudušā lādiņa vietā tūlīņ rodas jauns, ja, piem., vada galī savienoti ar kādas indukcijas mašīnas, vai kāda voltaiska elementa pretejiem poliem, strāva var būt ilgstoša un stacionāra.

Atzīmejama strāvas „virziena“ definīcija. Turoties pie hidrodinamikas analogijas, ir pieņemts par elektriskās strāvas virzienu apzīmēt to, kuŗā elektrība iet no augstākā potenciāla uz zemāko, t. i. par strāvas virzienu ņem pozitīvās elektrības plūsmu. Bet nu šāda konvencija ir pavisam neizdevusies. Kā jau vairākkārt ir ticis atzīmēts (sal., piem., § 190.) un kā to mēs vēl bieži redzesim vēlāk, brīva metālos ir taisni negatīvā elektrība (kā elektroni). Tapēc, ja kas metālā var tecēt un tiešām tek, tad tas var būt tikai negatīvā elektrība. No tā redzams, ka būtu daudz pareizāki par elektriskās strāvas virzienu saukt to, kuŗā iet negatīvā elektrība, t. i. preteju līdzīnajam. To varetu panākt, samainot pozitīvās un negatīvās elektrības apzīmējums: stikla elektrību nozaucot par negatīvo, sveķa elektrību par pozitīvo. Tomēr tagadējā definīcija ir tā iesakņojusies, ka bez starptautiskas konferences lēmuma no viņas ir grūti vajā tikt. Tapēc arī mēs uz priekšu pieturesimies pie viņas, gan kur vien tas izrādīsies par vajadzīgu, atgādinot viņas nelōģiskumu.

Stacionārā strāvā katrā laika vienībā cauri katram vada šķērsgriezumam iet viens un tas pats elektrības daudzums Q . Ar viņu tad ir

izteikta strāvas intensitāte, jeb stiprums. Ja to apzīmējam ar J un laiku ar t , tad

$$J = \frac{Q}{t}.$$

Līdz ar to ir dota strāvas intensitātes vienība. Ja Q un t ir mēroti CGS - vienībās, tādās pat ir dots J . Mērojot Q kulonos un t sekundēs, dabūjam intensitātes vienību, ko sauc amperu (A).

Ja strāva nav stacionāra, tad var runāt par viņas intensitātikādā mirklī vai arī viņas vidējo intensitāti. Intensitāte kādā mirklī ir izteikta ar to robežu, pēc kuņas cenšas $\frac{\Delta Q}{\Delta t}$, kad Δt tuvojas 0. Diferencialvalodā tas ir

$$J = \frac{dQ}{dt}.$$

Bieži vien strāvas intensitātes vietā izdevīgi ir lietot strāvas blīvumu a jēdzienu. Ar to saprot to elektrības daudzumu, kas vienā laika vienībā iet cauri vienai vada šķērsgriezuma laukuma vienībai (cm^2). No ta redzam, ka vadā ar vienādu šķērsgriezumu strāvas blīvums ir vislielākais vistievākā viņa vietā. Praktiskā strāvas blīvuma vienība ir $\frac{amp.}{cm^2}$.

Vairakas strāvas, kādā vietā, piem., kāda metala punktā kopā satece-damas, var sumēties, kam līdzī sumejas viņu intensitātes, resp. blīvumi. Tā kā pēdejie ir vektoriēli lielumi, kam ir kā virziens, tā arī skait-liska vērtība, tad strāvu sumēšanai var lietot vektoru sumēšanas likumus.

Elektriskās strāvas radītāja un uzturētāja ir vada galos pieliktā potencialu diference. Viņa ir elektrības dzineja. Tapēc viņu bieži sauc arī par elektromotīvo jeb elektrodzineju spēku. Ja iet runa par praktiskām vienībām, tad elektrodzineju spēku, tāpat kā potencialu diferenci, mēro voltos. Uz priekšu viņu apzīmēsim ar E un saīsināti ar *e. dz. s.*

Elektriskais lauks sabrūk nevien metalos, bet vispāri visos vadītājos. Tapēc ilgstošas elektrības strāvas ir dabūjamas arī citos materiālos, piem., elektrolītos, retinātās gazēs, liesmās u. c. Ari dažādu pakāpju „pusvadītājos“ (sliktos izolatoros) viņas var būt. Elektrisko strāvu likumu aplūkošanu iesāksim ar vienkāršākiem gadījumiem (vienkāršākiem vismaz āreji) — metaliem.

Elektriskās strāvas pēc savas formas, piem., tecešanās ceļa veida, ir dažādas. Ari šīnī ziņā mēs iesāksim ar vienkāršākām — tā sau-

camām lineārām strāvam — strāvam, kuŗu šķērsriezums ir mazs salīdzinot ar viņu gaŗumu. Tādas strāvas mēs dabuļam dažāda veida drātīs.

§ 214. Strāvas magnetiskais lauks. Galvanometrs. Elektrodzineju spēku, resp. potencialu diferenci kāda vada galos mēs varam izmērit ar elektrometru. Bet kā mērot strāvas intensitati? Te vairaki ceļi. Vistiešākais no viņiem būtu izmērit to elektrības daudzumu, kas kādam vada šķērsriezumam vienā laika vienībā iztek cauri. Te varam iedomaties šādu principielu eksperimentu: Sāvienosim kādu izolētu elektrizētu metala lodi ar tievu drāti ar zemi. Ja lodes potentials ir V , tad pirmā savienošanas momentā drāts galos būs potenciali V un 0, kapēc viņā sāksies elektrības plūšana no lodes uz zemi (patiesībā otrādi, skat. pag. §.), un lodes potentials pamazinasies. Nu pievienosim lodi elektriskai mašīnai uu griezisim pēdejo tik aši, lai lodes potentials visu laiku paliktu V . Tad savienotajā drāti iestāsies stacionara strāva, kuŗā vienā laika vienībā cauri kādam šķērsriezumam ies tik daudz elektrības, cik tās mūsu mašīna tanī pašā laikā dod. Ja šo pēdejo zināsim, tad varesim drāts strāvas intensitati aprēķināt

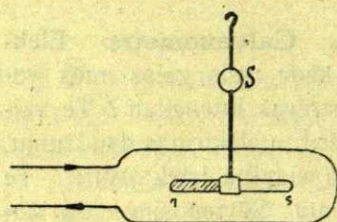
Bet praktiskos gadījumos šis ceļš nav ejams. Ja strāvu dod kāds voltaisks elements vaj akumulators, mēs viņa doto elektrības daudzumu pat nemaz nezīnam. Tapēc praksē strāvas intensitates mērošanai izlieto kādu no tiem strāvas efektiem, kuŗi ir strāvas stiprumam proporcionāli. Tāds starp daudziem citiem ir viņas magnetiskais efekts.

Šo efektu pirmais novērojis daņu fiziķis Oersted's. Ja strāvas vada tuvumā novieto magnetisko adatu, viņa novēršas no zemes magnetiskā meridiana, cenšoties nostāties strāvai šķērsam. Adatas ieņemtāis jaunāis stāvoklis tāds paliek tik ilgi, kamēr strāvas intensitate nemainas. Strāvai vājakai topot adatas novēršanās leņķis arī pamazinas, un adata pilnigi atgriežas agrākā stāvoklī, kad strāvu izslēdz. Tas rāda, ka ap strāvas vadu rodas magnetisks lauks, kuŗš darbojas uz magnetisku adatu, un ka ši viņa darbība ir strāvas intensitatei tieši proporcionāla. Ja adatas novēršanās leņķi apzīmesim ar α , tad Oersted's eksperimentu varam pierakstit

$$J = k\alpha,$$

kur k ir proportionalitates faktors, no J un α neatkarīgs. Precīzi jo precīzi, arī vēlaku laiku eksperimenti to pilnā mērā ir apstiprinājuši. Tā redzam, ka strāvas magnetisko efektu var likt tāda instrumenta konstrukcijas pamatā, ar kuŗu mērot strāvas intensitati. Tādi instrumenti ir galvanometri.

Plašaki par viņiem un to konstrukcijam būs runa vēlāk (§ 224., 248.) Tagad mūsu mērķiem pietiek ar schematico zīm. 73. *ns* ir neliels, kātā piestiprinats magnets, kas iekārts tievā zīdā vaj metala diegā. Kātam pietaisits spogulis *S* vaj cits kāds rādītājs, kas ļauj spriest par magneta novēršanos no viņa meridiaņa. Magnets atrodas drāts cilpā, pa kuŗu iet mērojamā strāva (patiesībā gan cilpas vietā ir ņemta ar izoletu drāti aptīta, koka, aluminiņa vaj cita kāda nemagnetiska metala spole)



Zīm. 73.

Galvanometra schema.

Strāvai pa cilpas drāti plūstot, magnets novēršas no cilpas plāksmas un jo vairak, jo intensīvaka ir strāva. Šādus instrumentus var konstruet kā stiprām, tā ari visai vājām strāvam.

§ 215. Ohm'a likums. Oms. Viens no svārigakiem sakariem elektrokinetikā ir tas, kuŗā saistas kāda vada galu potencialu diference, resp. elektrodzineja spēks un ta radītās strāvas intensitate. Pirmais šo sakaru ir atradis G. S. O h m's 1827. g., kapēc ari to parasti sauc par O h m'a l i k u m u. O h m's viņu ir meklejis teoretiskā ceļā, salīdzinot elektrības plūsmu ar siltuma plūsmu, elektrisko potencialu diferences ar temperatūras diferencem u. t. t. Bet ērtaks te ir eksperimenta ceļš, jo tad mēs esam brīvi no dažādām hipotezēm, kuŗas teoretiskās kalkulacijās vienmēr ir neizbēgamas.

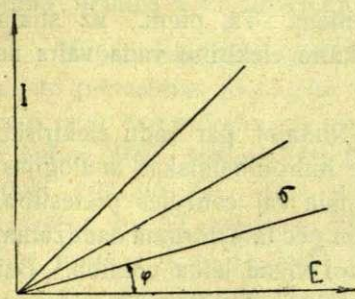
Eksperiments ir vienkāršs. Nēmsim kādu voltaisku elementu ar pot. dif. V un noslēgsim viņu ar kādu vadu (drāti) caur attiecīgu galvanometru. Tad pēdejā magnets rādis noslēgtai ķēdei cauri plūstošās strāvasintensitatei proporcionalu novēršanos α . Nu pirmajam elementam rindā pievienosim tādu pat otru. Tad ķēdes e. dz. s. ir divreiz lielaks ($2V$), un nu galvanometra rādītājs novēršas par 2α . Pie trim rindā ieslēgtiem vienādiem elementiem ($3V$) novēršanās leņķis ir 3α u. t. t. Tas rāda, ka kādā vadā strāvas intensitate J ir viņā esošam e. dz. spēkam E tieši proporcionala :

$$J = \sigma E.$$

Ta ir Ohm'a likuma visvienkāršākā izteiksme.

Dabūtā formulā σ ir proporcionalitates faktors, pilnīgi neatkarīgs no J un no E . Tapēc, ja sakaru starp pēdejiem attēlo grāfiski, tad O h m'a likuma grafiku dabujam kā taisnu, noteiktā slīpumā pret J un E asim gulošu līniju (zīm. 74.).

Šis linijas slīpums φ un līdz ar to skaitliskais sakars starp J un E ir citāds, ja elementu noslēgšanai ņemam kādu citu vadu,



Zīm. 74.
Ohm'a likums.

piem., resnaku vaj tievaku, gaļaku vaj isaku drāti, vaj arī drāti no cita materiāla. No ta redzam, ka σ ir ņemtajam vadam raksturīga konstante. Ja σ ir lielaks, intensīvāka pie noteiktas pot. dif. ir strāva vadā; jo mazāks ir σ , jo vājāka pie tās pašas pot. differences ir strāva. Ar to ir izteikts tas, ka dažādi vadi elektrisko strāvu vada dažādi. Pa vieniem elektrība plūst itkā vieglāki, pa otriem grūtāki. Tapēc σ izteic ņemtā vada elektrisko vaditspēju.

Vada īpašību elektriskā strāvā var raksturot arī no otras, tā sakot negatīvās puses. Ja pa vienu vadu elektrība iet vieglāki nekā pa otru, tad var sacīt, ka pirmais no tiem izrāda elektrībai mazāku, otrs lielāku pretestību. Ja to apzīmējam ar R , tad

$$R = \frac{1}{\sigma} \text{ un } \sigma = \frac{1}{R}$$

Tādā gadījumā Ohm'a likuma izteiksme ir

$$J = \frac{E}{R},$$

jeb

$$E = JR.$$

Vada elektriskai pretestībai ir liela loma daudzās parādībās un daudzās aprēķinos. Tapēc viņu vajāga prast mērot; līdz ar to rodas vajadzība pēc kādas noteiktas viņas vienības. Tādu dod Ohm'a likums. $R = 1$ tad, ja $J = 1$ un $E = 1$. Praktiskās vienībās tas ir pie $J = 1 \text{ A}$ un $E = 1 \text{ V}$. Šo pretestības vienību sauc omu un parasti apzīmē ar Ω .

Ohm'a likums ir empirisks likums, kas dabūts eksperimentā. Tapēc vietā ir jautājums, cik tālu sniedzas viņa eksaktums, jeb citiem vārdiem, cik lielā mērā σ tiešām ir tikai ņemtā materiāla (vada) konstante, no J un E neatkarīga? Parasti lietojamo strāvu intensitatu un potenciālu diferencu robežās šis likums ir viens no viseksaktākiem, kādi vien ir pazīstami. Bet arī pie visai lieliem un tāpat arī visai niecīgiem strāvas blīvumiem nekad nav novērota atkāpšanās no viņa.

Gulbis, Fizika II.

Vismaz 0,001 % robežās Ohm'a likumu var uzlūkot kā pilnīgi eksaktu likumu.

Dažas anomalijas Ohm'a likumā gan rodas, ja vadu resnums top salīdzināms ar molekulariem atstātumiem. Tā, piem., uz stikla plates uzputināta, līdz 50 μ bieza metala kārtā elektrību vada vairs ne saskaņā ar šo likumu.

§ 216. Pretestība. Vadītspēja. Runājot par vadu elektrisko pretestību, mēs domāsim atkal turamies pie hidrodinamiskas analogijas. Ari pie šķidrums tecešanas mēs par kanāla vaj caurules pretestību, kuŗu tie izrāda šķidrums plūsmā, spriežam pēc tā šķidrums daudzuma, kas vienam ceļa šķērsgrīzumam iztek cauri vienā laika vienībā. Bet nav jāizmirst, ka šī analogija ir diezgan āriģa. Šķirdumā mēs zinām pretestības cēloni: tas ir tās mechaniskās berzes, ārejās un iekšējās, kuŗas nosaka šķidrums un kanāla sienu savstarpējās attiecības, t. i. to molekularie spēki. Enerģiju apmaiņu starp šķidrums un kanāla sienu molekulam mēs pārzinām itin labi. Par elektrības plūsmu, sevišķi metalos — un cietā vielā vispāri, mēs, turpreti, zināmvēl maz. Uzskatot elektrību kā substānci, mēs viņas sastāpto pretestību gan varam pielidzināt mechaniskai berzei, domājot, piem., viņu ceļamies no tam, ka sadūroties ar vada atomiem, elektrība zaudē daļu savas kinētiskās enerģijas. Bet kādas patiesībā ir abu substāncu — vielas un elektrības — attiecības — vaj elektrība iet tikai pa vielas atomu starpām, vaj arī cauri pašiem atomiem, to mēs nezīnām. Tapēc arī jēdziens par elektrisko pretestību un tās cēloņiem mums nav skaidrs. Aiz šā iemesla mēs šo jautājumu pārrunu atstāsim vēlakam un tagad tikai atzīmesim tos eksperimentālos faktus, kuŗi stāv ar pretestības maiņu sakārā.

Visvienkāršākā pretestības mērošanas metode ir tieša Ohm'a likuma pielietošana. No viņa izteiksmes

$$R = \frac{E}{J}$$

redzams, ka izmērojot E un J , mēs tieši dabūjam R . Ja tā rīkojas, tad dabū jau iepriekš paredzāmo rezultātu, ka kāda noteikta materiāla (vada) pretestība ir jo lielāka, jo gaŗāks viņš ir, un jo mazāka, jo viņš resnāks. To tad izteic vienādība

$$R = \rho \frac{L}{S},$$

kur L ir gaŗums un S — šķērsgrīzuma laukums. ρ ir skaitlis, atkāriģs tikai no ņemtā vada (materiāla konstante). Viņš izteic to pretestību,

kāda piemīt ņemtā vada 1 cm^3 ($\rho = R$, ja $L = 1 \text{ cm}$ un $S = 1 \text{ cm}^2$)
 Viņu sauc specifisko pretestību. Specifiskai pretestībai pre-
 tejsais lielums $\alpha = \frac{1}{\rho}$ ir specifiskā vadīspēja.

Nupat uzrakstīto vada pretestības atkarību no viņa dimensijām
 izlieto pretestības etalona izvēlei. Kā materiālu šim nolūkam pa-
 rāsti ņem dzīvsudrabu, jo viņš ir parocīgi tīrums. Tad 1Ω pretestības
 ir tādām *Hg* - stabam (pie 0°C), kuŗa šķērsriezums ir 1 mm^2 un ga-
 rums $106,300 \text{ cm}$. Šim skaitlim galā ir liktas vēl divas nulles lai
 uzsvērtu, ka tā definētais šis etalons ir starptautiski pieņemts kā ga-
 līgs, neatkarīgi no tā, kāda arī nebūtu nākotnes mērošanas precizitate.

Sekošā tabelē ir ierakstītas dažū metalu spec. pretestības ρ (omos,
 pie 0°C):

Metals	$\rho \cdot 10^9$	Novērotājs
<i>Ag</i>	1468	Dewar's & Fleming's (1893)
<i>Cu</i>	1561	" "
<i>Au</i>	2197	" "
<i>Al</i>	2563	" "
<i>W</i>	5500	M. Pirani (1910)
<i>Zn</i>	5751	Dewar's & Fleming's
<i>Fe</i>	9065	" "
<i>Pd</i>	10219	" "
<i>Pt</i>	10820(18°C)	Jaeger's & Diesselhorst's (1900)
<i>Ni</i>	12323	
<i>Pb</i>	20380	Dewar's & Fleming's
<i>Sb</i>	39000	Eucken's, 1912
<i>Bi</i>	119000(18°C)	Jaeger's & Diesselhorst's.

Dažreiz par domatā materiāla specifisko pretestību sauc viņa
 viena metra pretestību, ja tā šķērsriezuma laukums ir 1 mm^2 . Tāda
 definīcija gan vairak noderīga tehniskos aprēķinos.

Oms ir praktiska vienība. Absoluto pretestības vienību *CGS* —
 sistemā dabū, ja atminas, ka 1 amp. ir $\frac{1 \text{ kulons}}{1 \text{ sekundē}} = 3 \cdot 10^9 \text{ E. S. V.}$
 un ka $1 \text{ volts} = \frac{1}{300}$ no *E. S.* potencialu vienības:

$$1 \Omega = \frac{1 \text{ Volt}}{1 \text{ Amp}} = \frac{1 \text{ Volt}}{1 \text{ Coul}} \cdot \text{sec} = \frac{1}{9} \cdot 10^{-11} \text{ abs. E. S.}$$

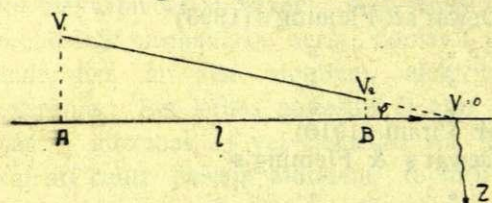
pretestības vienību. Viņas dimensija dabujama no ampera un volta dimensijām :

$$[\Omega] = cm^{-1} \cdot sec.$$

§ 217. Potenciala kritums vadā. Potenciometrs. Stacionarai strāvai vadā tekot, ta galu potencialu difference mainas. To var novērot ņemot no vadā galiem drātis uz elektrometru vaj lielas pretestības galvanometru. Tad kamēr vien strāvas režims vadā nemainas, potencialu difference paliek viena un ta pati. Tas attiecas kā uz visu vadu, tā ari uz ikkatru viņa elementu.

Tomēr absolutā potenciala vērtība dažādās vada vietās ir dažāda. Vislielākā viņa ir tur, kur strāva vadā ietek, vismazākā — viņas iztecešanas vietā. Tā strāvas tecešanas virzienā vada potentials pamazinas.

Ši potenciala pamazinašanās var būt dažāda. Ja strāva ir stacionara un vads, pa kuŗu ta tek, pilnīgi homogens, potentials pamazinas vienmēri, bez lēcieniem un krasām parmaiņām. To rāda zīm. 75. attēlotā grafika, kur ass AB domata kā vada gaŗums (l) un ordinates — kā attiecigo vietu potenciali.



Zīm. 75.
Potentiala kritums.

Vislielākā ordinate ir koordinatu sākumā (V_1), kur strāva ietek, vismazākā (V_2) punktā B , kur strāva vadu atstāj. Starp šiem punktiem V_1 un V_2 vilktā grafika ir taisna, pret gaŗumu asi slīpi guloša līnija. Viņas slīpums φ ir tas, kas raksturo potenciala pamazinašanos vadā. Kā redzam

$$tg\varphi = \frac{V_1 - V_2}{l} = Const.$$

Lielumu $\frac{V_1 - V_2}{l}$, t. i. potencialu diferenci vienas gaŗuma vienības (1 cm) galos sauc potenciala kritumu jeb gradientu. No uzrakstītās izteiksmes redzam, ka pilnīgi homogēnā vadā potenciala kritums ir konstants lielums — visās vada vietās viens un tas pats.

Citadi tas ir tādā vadā, kuŗa īpašības dažādās vietās ir dažādas. Ja kādā vietā tās krasī mainas, potentials te taīsa pēkšņu lēcīenu. Tapēc viņa krišana te nav vienmēriģa ari stacionaras strāvas gadījumā. Bet tomēr ari šādos gadījumos var runat par potenciala gradientu, saprotot ar viņu lielumu $\frac{dV}{dx}$, kur dx ir vada gaŗuma elements un dV

ši elementa galu pot. dif. Neviengabalainā vadā potenciāla gradients dažādās vietās ir dažāds.

Potenciala gradientu noteic divi lielumi: pa vadu tekošās strāvas intensitate un vada pretestība. Ja ar elektrometru vaj galvanometru (voltmetru) mēro kāda vada galu potenciālu diferenci $V_1 - V_2$, kad pa viņu no viena un ta paša avota plūst dažāda stipruma strāvas i_1, i_2, i_3 , u. t. t., tad vienmēr atrodam, ka šī diference ir strāvas intensitātei tieši proporcionāla. Otrreiz atkal, laižot vienu un to pašu strāvu pa dažādiem, vienāda gaļuma vadiem, kas viegli izdarams ieslēdzot viņus virknē vienā un tanī pašā ķēdē, mēs vislielāko potenciālu diferenci atrodam ta vada galos, kuļa pretestība ir vislielākā, un vismazāko — vislabākā (piem., visresnakā) vada galos. Strāvas intensitāti un pretestību attiecīgi ar J un R apzīmēdami, nupat sacito, eksperimentāli iegūto atziņu varam ietēpt veidā

$$V_1 - V_2 = c JR,$$

kur c ir proporcionalitātes faktors. Ņemot R , J un R tā, lai $c = 1$, dabujam

$$V_1 - V_2 = JR.$$

Tā tad potenciāla gradients vadā ir proporcionalš strāvas intensitātei un vada pretestībai.

Nupat uzrakstīto dod arī tieši Ohm'a likums, jo arī viņa izteiksmē ieiet tie paši lielumi, kas noteic potenciāla kritumu. Bet Ohm'a likums tanī savā formā, kuļa dota § 215, ir integrāls likums, kas apraksta tikai parādības gala rezultātu. Daudz aprakstošāki ir diferencialie likumu formulējumi. Tāds arī bija Ohm'a likums viņa autora dotā formā. Domājot elektrības plūsmu kā siltuma plūsmas analogiju, Ohm's spriež, ka ja kāda vada gaļuma elementa dx galos ir potenciālu diference dV , tad šim elementam laikā dt cauri izgājušais elektrības daudzums dq ir

$$dq = \sigma S \frac{dV}{dx} dt.$$

No ta

$$i = \frac{dq}{dt} = \sigma S \frac{dV}{dx},$$

ja σ ir vada īpatnejā vadītspēja un S — viņa šķērsgrīezuma laukums. Šis likums ir vietā visos gadījumos, no ka redzams, ka potenciāla gradients vadā ir strāvai un vada pretestībai vienmēr proporcionalš.

Liela praktiska nozīme ir tiem potenciāla kritumiem, kas rodas pašā strāvas avotā (elementā, dinamomašinā), kad to noslēdz ar āreju

vodu. Tad arī pats elements ir strāvas ķēdes daļa, kāpēc uz viņu attiecinams viss nupat sacītais. Ja viņa polu potenciālu diference nenoslēgtā stāvoklī ir E (elementa, resp. mašīnas e. dz. s.), tad noslēgtam elementam šī diference ir tikai $V < E$; tā elementā ir radies potenciāla kritums $E - V$. Arī viņš ir strāvas intensitātei un pretestībai proporcionāls. Ja strāva ir J un elementa iekšējā pretestība R_i , tad

$$E - V = JR_i.$$

No tā redzam, ka ne viss elementa „spraigums” E var tikt izlietots ārējā ķēdē, bet gan tikai viena viņa daļa:

$$V = E - JR_i$$

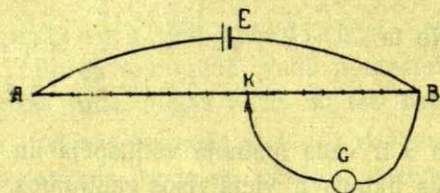
Tikai šis V ir mūsu rīcībā. Viņu bieži sauc par elementa „voltažu”.

Kā no uzrakstītās izteiksmes redzams, elementa voltažs ir atkarīgs no viņa iekšējās pretestības R_i . Jo mazāka ir pēdējā, jo lielāks ir voltažs, t. i. jo mazāk atšķījas noslēgtā elementa potenciālu diference no viņa potenciālu diferences nenoslēgtā stāvoklī: tāds elements (mašīna) ir elektriskā ziņā itkā stabilāks, kāpēc teknikā arī pēc tādiem meklē. Maza iekšējā pretestība ir akumulatoram, kāpēc arī viņa voltažs ir ļoti pastāvīgs — ja vien no viņa ņemamās strāvas intensitāte nav pārāk lielā.

Potenciāla kritums elementā un šī krituma atkarība no J un R ir vedama sakarā ar to, ka kuŗa katra elementa, resp. mašīnas elektrības ražošanas spēja ir aprobežota. Jo intensīvāka ir elementa ķēdes strāva, jo vairāk elektrības vienā laika vienībā pie poliem pazūd. Ja nu elements šo zudumu nepaspēj pietiekoši āši kompensēt, viņa polu potenciāli kritas. Bet lai elementā radusies elektrība varetu nonākt līdz viņa poliem, tai pa elementu jāceļo. Tapēc, jo lielāka ir elementa iekšējā pretestība, jo grūtāki elektrībai viņā pārvietoties, kāpēc apgrūtināta ir arī ārējā ķēdē aizejošo lādiņu atjaunošana. Tā elementa polu potenciāli top mazāki, līdz ar to viņa voltažs pamazinas.

Vienmērīgo potenciāla krišanas homogēnā vadā izlieto potenciometru konstruējot. Ta princips izprotams no schematicā zīm.

76. AB ir rūpīgi izmeklēta, viscaur vienāda resnuma, ap 50 vaj 100 cm gara niķelīna vaj platīna drāts, kas uzstiepta pār centimetros un milimetros iedalītu skalu. E ir elements vaj baterija, vaj vislabāki akumulators ar noteiktu voltažu V_0 . Ja vadu AE un BE pretestības, salīdzinot ar AB pretestību, ir mazas, tad viss



Zīm. 76.
Potenciometrs.

baterijas E voltažs būs pielikts AB galos. Vienu drāts galu, piem., B var savienot ar zemi; tad te $V=0$. Pie A potenciāls ir V , tā tad uz katru drāts gaļuma vienību (cm) potenciāla kritums ir $\frac{V}{50}$, resp. $\frac{V}{100}$.

Tā ejot pa drāti ar slidošu kontaktu K , mēs ķēdes KGB galos varam pēc vajadzības dabūt nepārtrauktas potenciālu diferences no 0 līdz V .

§ 218. Pretestības atkarība no temperatūras. Suprakonduktivitāte. Elektrisko strāvu metalā mēs domājam kā elektrisko lādiņu pārvietošanos pa tām dipoļu virknēm, kuļas tur rodas līdz ar elektrisko lauku. Jo vājākas ir virknes, t. i. jo vājākas ir saites starp dipoļu lādiņiem, jo vieglāki elektrība pa viņām var iet, un tapēc jo lielāks ir kādā laikā, pie noteiktas potenciālu diferences pārejošais elektrības daudzums. Bet arī tas, cik „gludas“ ir šīs dipoļu ķēdes t. i. cik pilnīgi dipoļi elektriskā laukā metalā ir orientējušies, ir viens no strāvas intensitāti, resp. pretestību noteicošiem faktoriem. Tā kā šī orientācija ir atkarīga no molekulariem (atomariem) spēkiem, kas dažādos metālos ir dažādi, tad ar to ir izskaidrojama dažādu metālu (un materiālu vispāri) vadīstpēju dažādība.

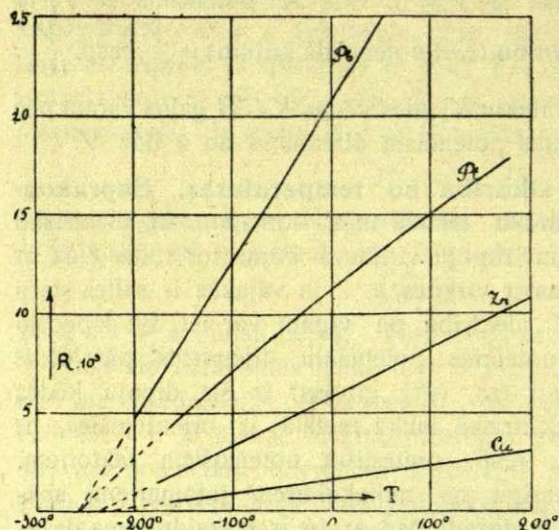
Viens no visievērojamākiem faktoriem, kas dipoļu orientēšanos spēku līniju virzienā kavē, ir temperatūra (§ 203). Jo augstāka ir pēdejā, jo vairāk dipoļiem ir tieksme nostāties chaotiski, t. i. tā, lai nevienas virziens nebūtu pārsvarā, bet lai visu viņu asis būtu visos virzienos vienmērīgi pa metāla tilpumu sadalītas. Tapēc sagaidāms, ka temperatūras maiņa radīs dipoļu orientācijas un līdz ar to pretestības maiņu metalā. Tieši novērojumi to arī apstiprina.

Jau sen ir pazīstams fakts, ka jo augstāka ir vada (metāla) temperatūra, jo lielāka ir viņa pretestība. Ja ar R_0 apzīmē pretestību pie $0^\circ C$, ar R_t pie $t^\circ C$, tad ir vietā Clausius'a formula:

$$R_t = R_0 (1 + \alpha t).$$

Te α ir pretestības termiskais koeficients; visiem metāliem α ir pozitīvs, tuveni viens un tas pats, ar skaitlisko vērtību $0.00366 = \frac{1}{273}$, t. i. vienāds ar gāzu termiskās izplešanās koeficientu (Clausius'a likums). No tā redzams, ka temperatūrai pazeminoties, vada pretestība pamazinas; viņa tuvojas 0, kad temperatūra nāk tuvu absolūtai nullei. Zīm. 77. diagramātiski tas dažiem metāliem iezīmēts pēc Dewar'a un Fleming'a pētījumiem. Ar vienlaidus līnijām viņā savienoti punkti, kas attēlo patiesībā izmērītās specifiskās pretestības; raustītās līnijas ir viņu ekstrapolētais turpinājums. Kā redzam, tiešām visām

linijām ir tendence saiet vienā kopejā punktā, kas uz temperatūru ass guļ ap $-273^{\circ} C$.



Zīm. 77.
Pretestību diagrama.

Tomēr Clausius'a formula ir tikai tuvena īstenības izteiksme. Precīzos eksperimentos ir atrasts, ka dažādiem metāliem α tomēr ir dažāds. Tā, piem., pēc L. Holborn'a pētījumiem vidējais α starp 0° un $100^{\circ} C$ ir metāliem:

<i>Au</i>	0,00398
<i>Ag</i>	0,00410
<i>W</i>	0,00464
<i>Fe</i>	0,00657

Īstenībai tuvak stāv izteiksme

$$R_t = R_0 (1 + \alpha t + \beta t^2),$$

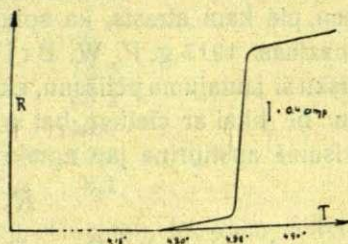
kur α un β ir divas konstantes. Platinam starp 0° un $473^{\circ} C$ viņas ir $\alpha = 0,003966$, $\beta = 0,000000582$.

Sevišķi komplikēta ir pretestības atkarība no temperatūras pie ļoti zemām temperatūram. Tad Clausius'a formula jau pavisam vairs neder. To rāda Kamerlingh - Onnes'a pētījumi pie temperatūram, kuņas sasniedzamas liekot iztvaikot šķidram helijam (I, § 147.). Kā ta piemēru nākošā tabelē atzīmesim viņa novērojumus ar *Hg*:

<i>T abs.</i>	<i>R (omos)</i>
273 ($0^{\circ}C$)	ap 390
4,240	0,163
4,230	0,158
4,222	0,0774
4,208	0,00775
4,192	0,000024
4,185	$< 10^{-6}$
2,45	$< 10^{-10}$

No tabeles redzams, ka no sākuma pretestība līdz ar temperatūru pazīnās pakāpeniski, bet tad pie 4,2 *abs.* taisa krasu lēcīnu, lai tad

atkal asimptotiski tuvotos nullei. Zīm. 78. dod šī rezultāta grafiku (ar strāvu ap 0.4 amp.). Tāda paša veida liknes dod arī eksperimenti ar dažiem citiem metāliem; tikai straujais pretestības kritums tiem katram ir savs. Svinam Kamerlingh—Onnes's viņu atrod pie temperatūras ap 6° abs.



Zīm. 78.
Supravadišana.

No augšējās tabeles redzams, ka pie ļoti zemām temperatūram (4° — 3° abs.) metālam praktiski nekādas elektriskās pretestības nav. Tapēc sagaidāms, ka kādā noslēgtā vadā pie šīs temperatūras reiz ierosināts strāvas impulss turpināsies visai ilgi, bez kāda ārēja elektrodzīneja spēka. To tiešām arī ir izdevies novērot. Noslēgtā svinā drāts spolē ar apm. 1000 aptinumiem, kuŗu attiecīgā aparatā (krioforā) atdzēsē ar verdošu heliju, Kamerlingh—Onnes's elektromagnētiskās indukcijas ceļā rada īsu strāvas impulsu. Neskatoties uz spoles lielo tinumu skaitu, šis impulss cirkulē viņā bez kaut kāda ārēja elektrodzīneja spēka stundām un pat dienām ilgi — kamēr vien temperatūra krioforā ir zemāka par 4° abs. To novēro ar spoles tuvumā novietotu magnētisku adatu. Kad spoli no kriofora izņem, vaj kad viss šķidrāis helijs ir iztvaikojis, strāva pazūd. — Šo gadījumu Kamerlingh—Onnes's sauc supravadišanu, vadītāju, kurš atrodas šādā stāvoklī, par supravadītāju.

Šie novērojumi liecina, ka supravadišanas parādība un viņas cēloņi ir komplicēti, mums pavisam neparasti un sveši. Var domāt, kā vadam supravadītspēju iegūstot viņā notiek kaut kādas molekularas vaj atomaras pārmaiņas, varbūt tīra veida kristalizācija, vaj tml. Vēl reiz par to būs runa pēdējā nodaļā.

Metālu pretestības maiņu un šīs maiņas proporcionalitāti ar temperatūru izlieto pēdējās mērošanai tā saucamos pirometros. Kā tāds var būt kaut kuŗš vads, ja vien viņa pretestība ir temperatūrai proporcionala. Ņemot noteikta voltaža strāvas avotu, pirometru iepriekš kalibrē, salīdzinot viņa rādījumu ar parasto vaj kādu gāzes termometru.

§ 219. Spiediena iespaids. Kausejumi. Elektriskā un siltuma vadītspēja. Metālu elektriskā pretestība ir atkarīga no vairākiem faktoriem. Tas arī saprotams, jo dažādi var būt tie cēloņi, kuŗu dēļ metālā radītās dipolu ķēdes var šā vaj tā deformēties. Tapēc arī sagaidāms, ka dažādas vada mehāniskās deformācijas, piem., stiepšana, spiešana, etc.

atstās iespaidu uz viņa vaditspēju. Sevišķi dažiem teoretiskiem slēdzieniem interesants ir spiediena iespaids. Novērots un pētīts viņš ir jau sen, pie kam atrasts, ka spiedienam pieņemoties, metālu pretestība pamazinas. 1917 g. P. W. Bridgman's uzsāka visai plašu un sistematisku šī jautājuma pētīšanu, eksperimentējot ar spiedieniem līdz 12000 kg, un ne tikai ar cietiem, bet arī ar šķidriem metāliem. Viņa rezultāti visā visumā apstiprina jau agrāki dabūto rezultātu, kuŗu var isteikt formulā

$$R_p = R_0 (1 - \gamma p),$$

kur p ir spiediens, R_p un R_0 domatā metāla pretestība pie spiediena p un $p = 0$; γ ir pretestības spiediena koeficients. Lielajam metālu vairakumam viņš ir pozitīvs, kaut gan ir arī sastopami negatīvi koeficienti, piem., *Bi*, *Sb*. Sevišķi jūtīgi pret spiedienu ir alkaļu metāli nātrijs un kaliji, kas, domājams, vedams sakarā ar šo metālu atomu lielēm tilpumiem. Bet tomēr šī formula ir arī tikai tuvena. Labāki eksperimentu attēlo formula ar diviem koeficientiem

$$R_p = R_0 (1 - \gamma p + \delta p^2),$$

kaut gan arī viņa vēl nav pilnīga. Viss tas norāda, ka pretestības maiņa ir ļoti komplicēta spiediena, resp. ārejo deformāciju funkcija.

Liels iespaids uz metālu vaditspēju ir tam, cik metāls ir tīrs no svešiem piemaisījumiem. Dažiem metāliem, piem., vismutam, jau ļoti niecīgi piemaisījumi stipri maina viņu elektriskās īpašības. Tapēc divu vaj vairāku metālu kausējumam elektriskās īpašības ir citādas kā viņa komponentem. Šinī ziņā metālus var iedalīt divās grupās. Ja sakausēti tiek *Pb*, *Sn*, *Zn*, *Cd*, tad zinot atsevišķo komponentu specifiskās pretestības un procentuēlo saturu kausējumā, kausējuma pretestību var aprēķināt jau iepriekš. Ar citiem metāliem, turpreti, nekādi aprēķini neizdodas. Viņu doto kausējumu pretestības ir parastlielākas par viņu pašu pretestībām, temperatūras koeficients, turpreti, mazāks. Šis pēdejs ir ļoti mazs mangānam (84% *Cu*, 12% *Mn*, 4% *Ni*) un it īpaši konstantānam (60% *Cu*, 40% *Ni*): pie 12,5° C tikai 0,000008, pie 25° 0,000002, 200° — 0,00002. No tā pēdejs kausējums arī dabūjis savu nosaukumu. Viņam un tam līdzīgiem kausējumiem ir liela vērtība reostatu un pretestību etalonu konstrukcijā, kur pretestībai jābūt ļoti pastāvīgai un no temperatūras neatkarīgai.

Metālu elektriskā vaditspēja stāv ciešā sakarā ar viņu siltuma vaditspēju: labākie elektrības vadītāji ir arī labākie siltuma vadītāji. Tas redzams no sekošās, pēc G. Wiedemann'a un Franz'a pētījumiem sastādītās tabeles, kur blakus ierakstīti abam vaditspējām proporcionāli lielumi σ un κ , pieņemot viņus sudrabam par 100:

Metals	σ	κ
<i>Ag</i>	100	100
<i>Cu</i>	73,3	73,6
<i>Au</i>	58,5	53,2
<i>Zn</i>	22,6	19,0
<i>Sn</i>	13,6	14,5
<i>Pb</i>	10,3	8,1

No šiem rezultātiem abi pētnieki taisa slēdzienu, ka kāda metala elektrības vadītspēja ir proporcionāla viņa siltuma vadītspējai, jeb, kas tas pats, ka pie visiem metaliem ir vietā likums

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \text{const.}$$

Šis likums ir pazīstams Wiedemann — Franz'a likuma vārdā.

Sakaram starp abam vadītspējam ir liela teoretiska nozīme, kāpēc Wiedemann — Franz'a likums ir daudzkārt rūpīgi pētīts ar jo precīzām metodēm. Nākošā tabelē, kas ņemta no Jaeger'a un Diesselhorst'a darba, ierakstīti dažū metalu skaitļi (CGS — sistēmā, pie 18° C). Trešā viņas sleja dod $\frac{\kappa}{\sigma}$ maiņu temperatūras 18° — 100° C intervalā:

Metals	$\frac{\kappa}{\sigma}$	Temp. koeficients
<i>Al</i> (90%)	$6,36 \times 10^{10}$	$4,37 \times 10^{-3}$
<i>Cu</i>	6,71	3,95
<i>Ag</i>	6,86	3,77
<i>Au</i>	7,09	3,75
<i>Ni</i> (97% tirs)	6,99	3,93
<i>Zn</i>	6,72	3,85
<i>Cd</i>	7,06	3,73
<i>Pb</i>	7,15	4,07
<i>Sn</i>	7,35	3,40
<i>Pt</i>	7,53	4,64
<i>Pd</i>	7,54	4,69
<i>Fe</i> (0,1% ogle).	8,02	4,32

Kā no viņas redzam, pirmā tuvinājumā $\frac{\kappa}{\sigma}$ tiešam ir gandrīz viens un tas pats visiem metaliem. Bet tā tas ir tikai nelielās temperatūras

robežās ($18^{\circ} - 100^{\circ}\text{C}$). Pie citām, un sevišķi ļoti zemām temperatūram **Wiedemann — Franz'a** likums īstenību vairs ne notāj neattēlo.

1872 g. L. **Lorenz's** Kopenhagenā no saviem eksperimentiem atrada, ka metāliem attiecība $\frac{\chi}{\sigma}$ ir proporcionāla viņu absolūtai temperatūrai, t. i. ka

$$\frac{\chi}{\sigma} = cT,$$

kur c ir proporcionalitātes faktors. Kombinējot šo **Lorenz'a** likuma izteiksmi ar **Wiedemann — Franz'a** likumu, dabūjam:

$$\frac{\chi}{\sigma T} = \text{const.}$$

§ 220. Strāvas sazarošanās. Kirchhoff'a likumi. Praksē bieži no svāra ir zināt, kā sadalas strāva kādā vadu tīklā ar vienu vaj vairākiem atzarojumiem. Visvienkāršākais šāds gadījums ir zīm. 79. attēlotais. Te punktā A strāva J sadalas divos zāros i_1 un i_2 , kas punktā B atkal savienojas. Pēc kāda likuma šāda sazarošanās notiek?

Vispirms redzams, ka lai arī kādi būtu J , i_1 , i_2 , vienmēr ir vietā

$$i_1 + i_2 = J,$$

jo tas izteic faktu, ka visā vadu sistēmā elektrība nekur neuzkrājas un nekur nezūd. No otras puses, ja augšējā atzarojuma pretestība ir r_1 , tad viņa galos, t. i. punktos A un B potenciālu diference ir

$$V_A - V_B = i_1 r_1.$$

Bet tāda pat viņa ir arī apakšējā atzarojuma galos:

$$V_A - V_B = i_2 r_2.$$

Tapēc

$$i_1 r_1 = i_2 r_2.$$

Ņemsim vēl zīm. 80. attēloto gadījumu. Te punktā C strāvas zārs i sadalas par jaunu zāru i_1, i_2 . Kā viegli saprotams, te

$$i = i_1 + i_2$$

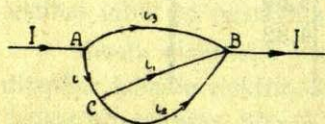
$$J = i + i_3 = i_1 + i_2 + i_3,$$

$$\text{jeb } i_1 + i_2 + i_3 - J = 0,$$

jo arī te viss tas elektrības daudzums, kas no A iziet, pie B aiztek. Apzīmesim ar r, r_1, r_2, r_3 strāvu i, i_1, i_2, i_3 ceļu pretestības. Tad varam rakstīt:



Zīm. 79.
Strāvas sazarošanās.



Zīm. 80.
Trīs zāri.

$$V_A - V_C = ir$$

$$V_A - V_B = i_3 r_3$$

$$V_C - V_B = i_1 r_1$$

$$V_C - V_B = i_2 r_2.$$

Trešā un ceturkā no šīm vienādībām dod

$$i_1 r_1 = i_2 r_2, \text{ jeb } i_1 r_1 - i_2 r_2 = 0.$$

Saskaitot pirmo un pēdejo no viņām un tad dabūto rezultātu ar otro vienādību salīdzinot, dabujam

$$i_3 r_3 = ir + i_2 r_2, \text{ jeb } i_3 r_3 - ir - i_2 r_2 = 0.$$

Līdz ar to mēs visu strāvas tīklu esam sadalījuši noslēgtos konturos CB un ACB ; potenciāla kritums pirmā kontūrā ir izteikts ar pirmo, potenciāla kritums otrā kontūrā ar pēdejo vienādību. Tā redzam, ka ņemot vēl palīgā abas augšējās vienādības priekš i un J , mēs esam dabujuši pilnīgu strāvas sadalījuma aprakstu ņemtā tīklā.

Šim aprakstam var dot vēl vienkāršāku un līdz ar to aptverošāku formu. Ja ņem vērā to, ka strāvas intensitāte ir vektoriels lielums, un ja visas tās strāvas, kuņas kādā punktā ietek, domā kā pozitīvās, visas no šī punkta aiztekošās kā negatīvās, tad zīm. 80. J , attiecībā uz punktu A , ir pozitīvs, i un i_3 negatīvi, punktā C i ir pozitīvs, i_1 un i_2 negatīvi, punktā B i_1 , i_2 , i_3 pozitīvi, J negatīvs. Tapēc vienādību

$$J - i_1 - i_3 = 0, \quad i_1 + i_2 - i = 0, \quad i_1 + i_2 + i_3 - J = 0.$$

kreisās puses mēs varam uzlūkot kā sumas un no viņām izlasīt sazaršanās pirmo likumu, kurš noder arī komplicetakiem gadījumiem: stacionaras strāvas vadu tīklā kuņā katrā vietā visu strāvu [intensitātu] vektorielā sumā ir 0:

$$\Sigma i = 0.$$

Tāpat arī produkti ir ir vektorieli lielumi, kas vienā virzienā ņemti var būt pozitīvi, otrā — negatīvi. Ja domās iesim pa kādu noslēgtu konturu strāvas tīklā, piem., pa konturu $ABCA$ (zīm. 79.), tad $i_3 r_3$ dabūsim pozitīvu, produktus $i_1 r_1$ un ir , turpreti, negatīvus. Tapēc vienādības

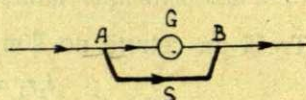
$$i_3 r_3 - i_1 r_1 - ir = 0$$

kreisā puse ir summa; tā tas ir kuņā katrā noslēgtā kontūrā. No tā tad nāk otrais strāvas sazaršanās likums: stacionaras strāvas tīklā katra noslēgta kontūra e. dz. s. sumā ir 0:

$$\Sigma ir = 0.$$

Šie divi likumi šādā viņu formā ir Kirchhoff'a doti, kapēc pazīstami viņa vārdā.

§ 221. Šants. Vadu savienošana. Kā vienu no strāvas sazarošanās praktiskiem pielietojumiem aplūkosim šantū. Ja kādai vadu sistēmai, piem., galvanometram nevar jeb nedrīkst laist visu doto, resp. mērojamo strāvu cauri, tad šo galvanometru šantē, pieslēdzot viņam blakus kādu otru vadu S ar tādu aprēķinu, lai lielais strāvas daudzums pa viņu aizietu galvanometram gaļam (zīm. 81.). Ja galvanometra pretestība ir R un ja vēlam, lai pa viņu ietu tikai 0,1 no visas strāvas J , tad ņemamā šanta pretestībai r ir jābūt tādai, lai



Zīm. 81.
Šants.

$$0,1 \cdot JR = 0,9 \cdot Jr.$$

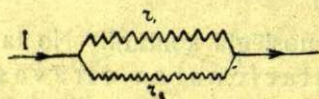
Tas dod

$$\frac{r}{R} = \frac{1}{9}, \text{ t. i. } r = \frac{R}{9}.$$

Ja cauri ņemtam aparatam (galvanometram) grib laist tikai 0,01 no dotās strāvas, vaj tikai 0,001, tad attiecīgo šantu pretestībam jābūt $\frac{1}{99}$, $\frac{1}{999}$ no aparata pretestības. Tā var izgatavot veselu šantu seriju, ar ko mainīt galvanometru jūtību. Parasti šo seriju iekārto tā, ka vienu vaj otru šantu var ieslēgt ar vienas pašas tapas palīdzību.

Kā viegli saprast, strāvas intensitātes mērošanai nodomātais galvanometrs ir jāieslēdz ķēdē tā, lai visa strāva ietu tam cauri. Tapēc šāda instrumenta (ampermetra) pretestībai jābūt mazai, jo pretejā gadījumā ar viņa ieslēgšanu mainīsies pati mērojamā strāva. Bet lai ampermetrs būtu jūtīgs, vajadzīgs ņemt daudz drāšu tinumu ap magnetisko sistemu, kas intensīvu strāvu, resp. resnas drāts gadījumā instrumentu padarītu smagu un neparocīgu. Tapēc ampermetru tinumus ņem no tievas drāts, bet tad viņi jāšantē. Šanteti vienmēr ir iekārto spoļu instrumenti (§ 251.)

Citādi tas ir instrumentos, ar kuļiem mēro potenciālu differences kāda vada galos (voltmetros). Viņu pretestībai jābūt lielai, lai cauri tiem neietu stipras strāvas, resp. lai potenciāla kritums viņos nebūtu liels. Tapēc voltmetrs jāpieslēdz vadam blakus. Kā redzams, ampermetrs nav nekas cits kā šantēts voltmetrs.



Zīm. 82.
Paralels savienojums.

Šants galvanometra ķēdē ir blakus jeb paraleli saslēgtu vadu piemērs. Ar pag. § dotiem sazarošanās likumiem var aprēķināt kuļas katras šādas sistēmas kopejo pretestību, ja atsevišķo vadu pretestības ir zināmas. Kā vienkāršāko piemēru atkal ņemsim

divu paralelu vadu sistemu (zīm.82.). Ja r_1 un r_2 ir abu vadu pretestības, R viņu kopejā pretestība, i_1 , i_2 , un J attiecīgās strāvu intensitātes, tad var rakstīt:

$$(i_1 + i_2) R = i_1 r_1$$

$$(i_1 + i_2) R = i_2 r_2,$$

jeb

$$(i_1 + i_2) \frac{R}{r_1} = i_1$$

$$(i_1 + i_2) \frac{R}{r_2} = i_2.$$

Saskaitot šīs vienādības, dabūjam

$$\frac{R}{r_1} + \frac{R}{r_2} = 1,$$

no kurienes

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}.$$

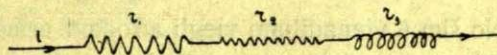
Ja paralelo vadu ir vairāk, ar pretestībām $r_1, r_2, r_3, \dots, r_n$, tad viņu kopejā pretestība dabūjama no vienādības:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \dots + \frac{1}{r_n}.$$

Vispārīgi

$$\frac{1}{R} = \Sigma \frac{1}{r_i}, \text{ jeb } R = \frac{1}{\Sigma \frac{1}{r_i}}.$$

Kā redzam, paraleli savienotu vadu pretestība ir mazāka par katra vada atsevišķo pretestību. Tas saprotams, jo katrs jauns, paraleli pieslēgtais vads ir jauns tilts, pa kuŗu strāva var tecēt, kapēc viņas sastaptā pretestība ir mazāka (lielaks šķērsgriezuma laukums).



Zīm. 83.
Rindas savienojums.

Citādi tas ir rindā

jeb serijā saslēgtu vadu sistēmā, kāda, piem., ir zīm. 83. dotā. Te visos vados r_1, r_2, r_3 strāvas intensitāte ir viena un ta pati i , kapēc attiecīgo vadu potenciālu kritumi ir ir_1, ir_2, ir_3 . Potenciālu kritums pa visu vada gaŗumu ir izteikts ar šo atsevišķo kritumu sumu. Ja R ir visu vadu kopejā pretestība, tad

$$Ri = ir_1 + ir_2 + ir_3,$$

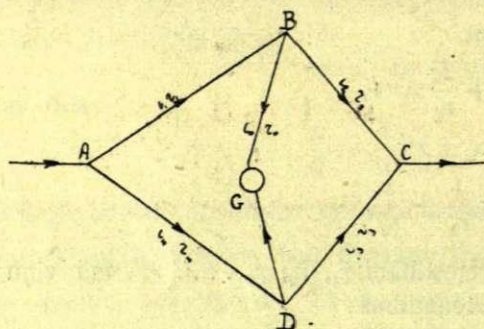
no kurienes

$$R = r_1 + r_2 + r_3.$$

Ja rindā ir saslēgti vairaki vadi, ar pretestībām r_1, r_2, \dots, r_n , tad viņu kopejā pretestība ir

$$R = \Sigma r.$$

§ 222. Wheatstone'a tilts. Kā tālako Kirchhoffa likumu praktisko pielietojumu apskatīsim svarīgo schemu, kas attēlota zīm. 84. Te vadā („tiltā“) BGD sastopas divas preteji vērstas strāvas i_0' un i_0'' .



Zīm. 84.
Wheatstone'a schema.

Skatoties pēc tā, kuŗā punktā — B vaj D , potenciāls ir augstāks, t. i. kādas ir pretestību r_1, r_2, r_3, r_4 attiecības, virsroku ņem viena vaj otra no šīm strāvam, no ka rodas vienā vaj otrā virzienā vērsta kopotne (diference) i_0 . Pieņemsim, ka i_0 iet no B uz D , un aplūkosim konturus $ABDA$ un $BCDB$ atsevišķi. Pirmā no viņiem:

$$i_1 r_1 + i_0 r_0 - i_4 r_4 = 0$$

Otrā:

$$i_2 r_2 - i_3 r_3 - i_0 r_0 = 0.$$

Punktā A dabujam

$$J - i_1 - i_4 = 0.$$

Punktos B, C un D attiecīgi

$$i_1 - i_2 - i_0 = 0$$

$$i_2 + i_3 - J = 0$$

$$i_4 - i_0 - i_3 = 0.$$

No šīm 6 vienādībām viegli atrodam sešus lielumus $J, i_1, i_2, i_3, i_4, i_0$ un līdz ar to sakaru starp pārejiem lielumiem r_0, r_1, r_2, r_3 un r_4 . Praksē vissvarīgākais gadījums ir tas, kuŗā $i_0 = 0$, t. i. kuŗā tiltā BGD nekādas strāvas nav. Tad

$$i_1 r_1 = i_4 r_4$$

$$i_2 r_2 = i_3 r_3$$

$$i_1 = i_2$$

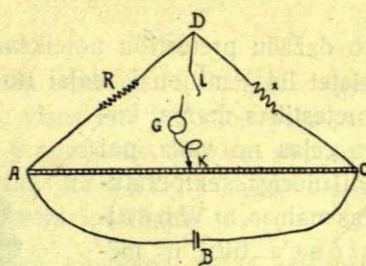
$$i_3 = i_4,$$

no kurienes

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{r_4}{r_3}.$$

Šādā attiecībā jābūt ņemtām pretestībām, lai tiltā BD ieslēgtais galvanometrs G nekādas strāvas nerādītu. Ja, turpreti, viena no viņām būs kaut mazliet citāda, galvanometrs tūliņ uz to reaģēs, jo tad tiltā būs strāva i_0 . Tapēc šādu schemu, kuŗa nes viņas autora Wheatstone'a vārdu, var izlietot kāda vada pretestības maiņas konstatēšanai, vaj arī viņas absolūtās vērtības atrašanai, ja trīs pārējās pretestības ir zinamas.

Parasti laboratorijās Wheatstone'a metodi lieto divos veidos. Pirmais no tiem, tā saucamais lineārais tilts, attēlots schematicā zīm. 85. AC ir noteikta gaŗuma l (parasti 50 un 100 cm), homogēna un viscaur vienāda resnuma drāts, kas uzstiepta pār cm un mm 'os iedalītu koka vaj citā materiālā skalu. K ir kontakts, kuŗu drātij piespiežot var stumdit pa skalu no viena gala uz otru. L ir izslēga, R noteikta standartpretestība, piem. 10, 100, 1000 Ω G — galvanometrs un x — meklejamā pretestība. Noslēdzot ar L baterijas (elementa) B ķēdi un bīdot kontaktu K tik ilgi, kamēr galvanometra tiltā strāva pazūd, dabujam



Zīm. 85.
Lineārais tilts.

$$x = \frac{r_1}{r_2} R,$$

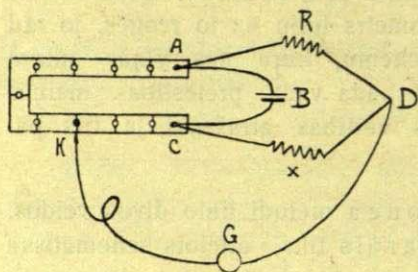
kur r_1 un r_2 ir drāts gabalu AK un KC pretestības. Bet $\frac{r_1}{r_2} = \frac{AK}{KC} = \frac{l_1}{l_2}$. Tapēc, liekot vēl $l_2 = l - l_1$, rakstam

$$x = \frac{l_1}{l - l_1} R.$$

Kā viegli saprotams, ja gribam dabūt precīzus rezultātus, drātij jābūt viscaur homogēnai un vienādā resnumā, jo tikai tad potenciāla kritums pa viņas gaŗumu ir vienmērīgs.

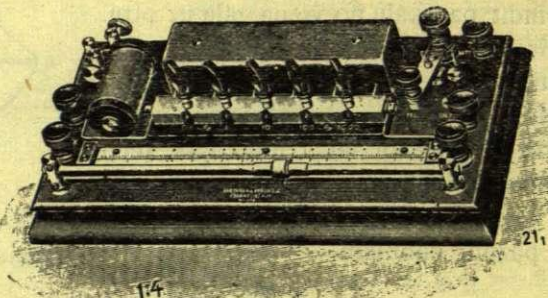
Otro Wheatstone'a tilta schemu taisa ar pretestību kasti (tapu reostatu), kā tas rādīts zīm. 96. Te attiecību $\frac{r_1}{r_2}$ maina pārceļot tapu K uz vienu vaj otru pusi. Ja kastei ir vēl trešais zars, tad arī R var ņemt no viņas pašas. — Ļoti parocīgs un tapēc daudz lietots ir tā Gulbis, Fizika II.

saucamais Kohlrausch'a tilts (zīm. 87). Tas ir uz koka plates montēta Wheatstone'a schema ar precīzi kalibretu drāti un labu slidošu kontaktu. Trešo pretestību dod tapu reostats, pret kuŗa tapām stāv attiecīgais (ieslēgtais) omu skaits (skat. zīm. 99.). Pa kreisi redzams vēl mazs inductors, kas noderīgs elektrolītu pretestības mērojumā (§ 298.).



Zīm. 86.
Tapu reostata tilts.

to dažādu pretestību noteikšanai un salīdzināšanai. Ar viņu var konstatēt līdz miljonai daļai no mērojamās pretestības. Arī tā niecīgā pretestības maiņa, kuŗa ceļas no vada, pat ļoti niecīgas temperatūras maiņas, ar Wheatstone'a tiltu ir mērojama. Tas likts bolometra konstrukcijas pamatā, kuŗu lieto radiācijas siltuma mērošanai. Tas ir tilta schemā kā ceturtā pretestība ieslēgta, no plāna platina skārda taisīta plakana spirāle. Ja uz viņu krīt siltuma (gaismas) stari, viņa sasilst, no kam tās pretestība, proporcionāli absorbētam siltuma enerģijas daudzumam pieaug, un elektriskais līdzsvars schemā izjūk. Lai pēdejo atjaunotu, kāda no pārejām 3 pretestībām noteiktā daudzumā jāmaina. Attiecīgi graduets, šāds instruments var noderēt radiācijas enerģijas intensitātes mērošanai. Lai absorpcija būtu lielāka, spirāli pārklāj ar sodreju kārtu. Kā zināms, vislielākā absorpcijas spēja ir tā sauc. absolūti tumšam (melnam) ķermenim; sodreji savās īpašībās stāv šādam ķermenim ļoti tuvu.



Zīm. 87.
Kohlrausch'a tilts.

No Wheatstone'a schemas praktiskiem izlietojumiem minesim vēl vienu: gāzes spiediena mērošanu. Kāda vada sasiluma pakāpe ir divu procesu līdzsvars: viens no tiem ir siltuma attīstīšanās vadā, otrs — vada atdzišana ārejas siltumvadīšanas ceļā. Pēdeja ir jo straujāka, jo vairāk gāzes molekulu ir ap vadu, t. i. jo gāze ap viņu ir blīvāka. Tapēc spiedienam pamazīnoties, vada atdzišana top mazāka, kapēc

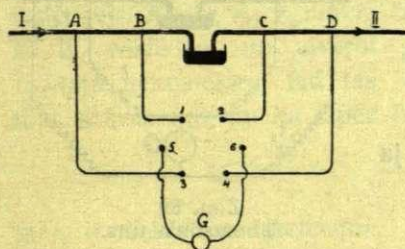
vads sasilst un proporcionāli tam pieņemas viņa pretestība, ko var novērot, viņu ieslēdzot *Wheatstone*'a schemā. Attiecīgi, piem., ar *McLeod*'a (I, § 99) vakuummētru kādu noteiktu vadu, piem., drāts gabalu tā graduejot, mēs dabūjam spiedienu mērotāju, kas lietojams līdz 10^{-9} mm.

§ 223. Pretestību mērošana. Visvienkāršākā kādu vadu vaj vadu sistēmas pretestības mērošanas metode ir tieša *Ohm*'a likuma pielietošana: ar ampermetru strāvas intensitāti vadā un ar voltmetru potenciāla diferenci tā galos izmērojot, no formulas

$$J = \frac{V}{R}$$

tieši dabūjam pretestību omos. Bet šāda metode ir diezgan rupja, viņas dotie rezultāti maz precīzi. Tapēc visur tur, kur tiek liela precizitate prasīta, lieto galvenā kārtā pag. § aprakstīto *Wheatstone*'a tilta metodi, jo vairak vēl tapēc, ka viņa kā *null* - metode, ir lielā mērā neatkarīga no ņemtā galvanometra īpašībām.

Tomēr *Wheatstone*'a schema savā vienkāršā veidā ne visur ir derīga. Tas sakāms par ļoti mazām pretestībām, jo tad pievādrātim visā aparaturā var būt tāda pat, vaj vārbūt lielāka pretestība, kā mērojamā, kuŗu tad vairs vērā neņemt nevar. Tādos gadījumos, īpaši



Zīm. 88.

Mazu pretestību mērošana.

divu pretestību salīdzināšanai, var lietot zīm. 88. schematiski attēloto metodi. Abas salīdzināmās pretestības I un II vienu aiz otras (rindā) ieslēdz kādas baterijas ķēdē un tad no kāda noteikta viņu gaŗuma $l_1 = AB$ un $l_2 = CD$ ņem atzarojumus uz galvanometru *G*. No pirmā vada atzarotā strāva būs proporcionāla pot. diferencei starp *A* un *B*, no otrā atzarotā — proporcionāla

punktu *C, D* potenciālu diferencei. Tam proporcionāli pirmā gadījumā galvanometra rādītājs novērsīsies par θ_1 , otra par θ_2 . Ja galvanometra pretestība ir ņemta ļoti liela, tad atzarotās strāvas ir ļoti niecīgas, kapēc θ_1 un θ_2 tiešām mēro pot. diferences l_1 un l_2 galos. Tapēc, apzīmējot pa vadiem ejošās baterijas strāvas intensitāti ar *J*, vadu gabalu l_1 un l_2 pretestības ar R_1 un R_2 , rakstam

$$V_A - V_B = R_1 J \text{ un } V_C - V_D = R_2 J,$$

no kurienes

$$\frac{V_A - V_B}{V_C - V_D} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\Theta_1}{\Theta_2}.$$

Tā izmērojot rādītāja novērstanos abos gadījumos, dabūjam mekļeto pretestību samēru. Ja viena no tām zināma, dabūjam arī otrās absolūto vērtību.

Šinī un daudzos citos eksperimentos aši un uzticami savienojumi izdarāmi ar zīm. 87. redzamo izslēgu. 1, 2, 3, 4, 5 un 6 ir ebonīta vai parafina dēļi ietaisītas, ar *Hg* pildītas bedrites, kuņās nobeidzas savienojamo vadu gali. Savienojot attiecīgo bedrīšu dzīvsudrabu ar izliektiem drāšu gabaliem izolatoru rokturos, dabūjam vienmēr drošus savienojumus starp vadiem.

Divu mazu pretestību salīdzināšanai, resp. mazu pretestību mērošanai vēl jo precīzāka ir sekošā, W. Thomson'a pārļabotā Wheatstone'a metode. $AB = r_1$ un $CD = r_2$ (zīm. 89.) ir salīdzināmās pretestības, kas rindā ieslēgtas baterijas B_0 ķēdē. a, b, r_3 un r_4 ir viegli maināmas pretestības, G — galvanometrs. Apzīmēsim savienojuma BC pretestību ar s un r_3 un r_4 domāsim tādas, ka lai galvanometra „tiltā“ nekādas strāvas nav; tad atsevišķiem tīkla konturiem Kirhhoff'a likumus piemērojot, dabūjam attiecību¹⁾

$$r_2 r_3 - r_1 r_4 = \frac{s}{a+b+s} (ar_4 - br_3).$$

Ja s , salīdzinot ar $a+b$, ir mazs un ja a, b, r_3 un r_4 ir ņemti tā, lai

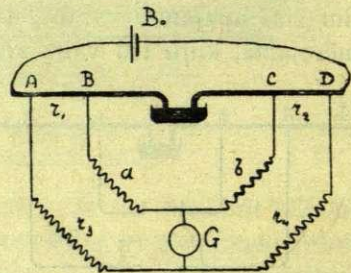
$$\frac{a}{b} = \frac{r_3}{r_4},$$

tad

$$r_1 = \frac{r_3}{r_4} r_2.$$

Zinādami r_2 , varam atrast r_1 jo precīzi.

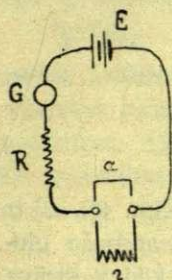
Mazāk precīza bet vienkārša ir tā saucamā substitūcijas metode. Elementa vai akumulatora E ķēdē (zīm. 90.) ieslēdz kādu



Zīm. 89.
Thomson'a tilts.

1) Skat., piem., A. Gray, Absol. Measurements in Electricity and Magnetism, 2 ed. 1921, p. 350.

viegli regulējamu reostatu R , galvanometru G un pētamo pretestību r , atzīmejojot galvanometra stāvokli δ_1 . Tad r izslēdz un viņa vietā ķēdi īsi noslēdz ar resna vada gabalu α , kuŗa pretestība, praktiski ņemot, ir 0. Regulējot nu R pretestību tik ilgi, kamēr galvanometra rādītājs atgriežas agrākā stāvoklī pie δ_1 , saskaita tā ķēdē ievesto pretestību. Acimredzot, viņa būs identiska ar meklejamo r .

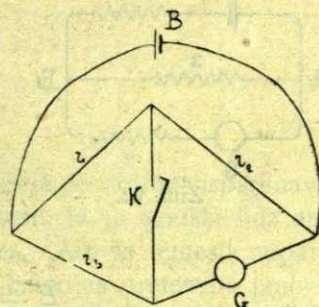


Zīm. 90.
Substitūcijas metode.

§ 224. Galvanometra pretestība. Laboratorijas praksē bieži vien jazin lietojamā galvanometra pretestība. Tapēc pēdejās atrašanai ir izstrādātas vairakas metodes. Visprecizākā no tām ir Wheatstone'a tilta metode, ja pētāmā galvanometra spoli ņem kā tilta ceturto zaru. Bet tad parastā viņas veidā jāņem palīgā vēl otrs galvanometrs kā null-instruments, kas ne visos apstākļos ir parocīgi.

Tapēc tur, kur precizitate netiek prasita visai liela, lieto paņēmienu, kuros pētamais galvanometrs ir tanī pašā laikā arī mērojamais instruments.

Zīm 91. dod W. Thomson'a (Kelvina) metodes schemu, kuŗā G ir pētamais galvanometrs; pašā tiltā, turpreti, nekāda galvanometra nav, bet gan tikai vienkāršs izslēdzējs K . Ja r_1 , r_2 un r_3 būs ņemti tā, ka K voslēdzot un atveŗot galvanometra rādītājs nekustesies, tad tas nozīmēs, ka tiltā strāvas nav un ka tapēc ir vietā



Zīm. 91.
Thomson'a metode.

$$r_g = \frac{r_2}{r_1} r_3,$$

ja r_g ir meklejamā pretestība.

Ļoti jūtīga galvanometra gadījumā šini metodē grūti nākas viņa rādītāja novērsanos noturet novērojumu robežās. Tad var ņemt palīgā kādu magnetu, kas kavē galvanometra magneta griešanos, vaj arī kādu mekanisku šķērsli, piem., iekaŗamo diegu preteŗā virzienā savērpjot.

Paviršai galvanometra pretestības noteikšanai der sekošs paņēmiens. Rindā ar kādu reostatu ieslēdz galvanometru elementa E ķēdē. Ja reostata pretestība kopā ar elementa pretestību ir R_1 , tad ķēdes strāvas intensitate i_1 būs proporcionala rādītāja novērsuma leņķiem θ_1 un izteikta vienadībā

$$E = (R_1 + R_g) i_1 = (R_1 + R_g) \alpha \theta_1,$$

ja E ir elementa elektrodzinejs spēks un R_g — galvanometra pretestība. Pie kāda cita R_2 strāva būs $i_2 = \alpha \theta_2$ un

$$E = (R_2 + R_g) i_2 = (R_2 + R_g) \alpha \theta_2,$$

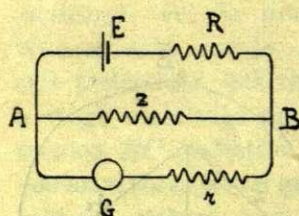
No ta nāk

$$R_g = \frac{R_2 \theta_2 - R_1 \theta_1}{\theta_1 - \theta_2}.$$

No daudzām citām metodēm minesim vēl vienu. Zīm. 92. E ir elements, R viņa ķēdē ieslēgta pretestība, kas, salīdzinot ar paša elementa iekšējo pretestību, ir visai liela. Punktos A, B ķēdes strāva sazarojas. Vienā zarā AzB ir ieslēgta regulējamā pretestība z , otrā — pētamais galvanometrs G .

Ja galvanometra zarā tekošās strāvas intensitāte ir i , (tad Kirchoff'a likumus konturiem AGB un AEB piemērojot, ir vietā):

$$E = \frac{z + R}{z} r_g + Ri$$



Zīm. 92.

Nu galvanometra zarā ieslēgsim papildpretestību r ; tad viņa strāvas intensitāte pazinasies līdz i' , jo nu vairak strāvas ies pa zaru AzB . Lai tas nenotiktu, pretestība z būs jāņem lielaka, teiksim z' . Tad

$$E = \frac{z' + R}{z'} (r_g + r) + Ri.$$

No abam vienadibam dabujam

$$\frac{z + R}{z} r_g = \frac{z' + R}{z'} (r_g + r),$$

no kurienes

$$r_g = \frac{rz}{z' - z} \left(1 + \frac{z'}{R} \right).$$

Ja R , salīdzinot ar r' ir ļoti liels, tad bez lielas kļūdas varam rakstīt

$$r_g = \frac{rz'}{z' - z}.$$

Par galvanometra pretestības sakaru ar viņa oscillācijas periodu (skat. § 251).

Praksē lietoto galvanometru pretestības ir ļoti dažadas. Iekārto magnetu tipa instrumentos viņa parasti svārstas starp 4000 un 6000 Ω ,

kaut gan izņēmuma gadījumos viņa var būt daudz lielaka. Iekārto spoļu (D'Arsonval'a) tipa galvanometru (skat. § 251.) pretestības parasti ir mazakas.

§ 225. Baterijas (elementa) pretestība. Elektrodzineju spēku salīdzināšana. Ne mazak bieši laboratorijas praksē rodas vajadzība atrast lietojamā elementa, akumulatora vai baterijas iekšējo pretestību. Tapēc te īsumā minesim divas no tām metodēm, ar kurām šīs pretestības atrodamas. Vienā no viņām pētāmo bateriju ar elektrodzineju spēku E un pretestību R_i noslēdz caur galvanometru un kādu regulejamu balastreostatu, atzīmejot galvanometra rādītās strāvas intensitāti J_1 . Ja šī balasta, pārejo vadu un galvanometra koppretestību nosauksim ar R_2 , tad varam rakstīt

$$E = J_1 (R_1 + R_i).$$

Ņemot citu R_2 , dabujam arī citu J_2 un līdz ar to citu vienādību

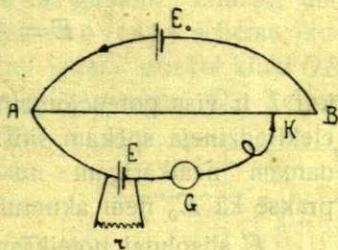
$$E = J_2 (R_2 + R_i).$$

Tas dod

$$R_i = \frac{J_1 R_1 - J_2 R_2}{J_1 - J_2}.$$

Elementa — un katra strāvas avota — iekšējā pretestība vispāri nav gluži konstants lielums. Kā līdz ar temperatūru, tā jo sevišķi līdz ar viņa dotās strāvas intensitāti pretestība mainas. Aiz ša iemesla nupat aprakstītā metode ir tikai tad lietojama, kad baterijas pretestība jansa-saka pavirši. Kad vajadzīga precizitate, lieto citu, tā sauc. potenciometra jeb kompensācijas metodi.

Zīm. 93 AB ir potenciometra drāts (§ 217.), K bīdams kontakts, E — pētāmais elements un G — galvanometrs. Skatoties zīmējumā, viegli ir saprast, ka bīdot kontaktu K uz vienu vai otru pusi, var atrast tādu viņa vietu atstātumā $AK_1 = l_1$ no A , ka elementa E e. dz. spēku kompensē τ tas potenciāla kritums $\frac{E_0}{AB} AK$, kuŗš rodas potenciometra drātī AK_1 , paligelementa E_0 strāvai pa viņu tekot. Tad galvanometrs nekādas strāvas nerādīs. Nu elementam E pievienosim jaunu ķēdi ar pretestību r . Ja paša elementa (meklejamā) pretestība ir R , tad šīnī ķēdē strāva būs



Zīm. 93.
Kompensācijas metode.

$$i = \frac{E}{R+r};$$

līdz ar to kontūrā AEK elektrodzinejs spēks (voltažs) pamazināsies no E uz

$$E' = E - Ri,$$

jo Ri ies iekšējās pretestības pārvarešanai. Lai šo E' kompensētu, kontakts K būs jāpārvieto kādā citā atstātumā $AK_2 = l_2$ no A . Nu varam rakstīt:

$$E' = E - \frac{RE}{R+r} = E \frac{r}{R+r}$$

Tas dod

$$\frac{E'}{E} = \frac{r}{R+r} = \frac{l_2}{l_1},$$

jo E' un E ir l_2 un l_1 tieši proporcionāli. No ta tad dabūjam

$$R = r \frac{l_2 - l_1}{l_1}.$$

Tā zinot r un izmērojot attiecīgos potenciometra drāts gabalus l_1 , l_2 , dabūjam mēklejamo elementa pretestību. Kā redzam, mainot r , ar šo metodi dabūjam R atkarību no elementa dotās strāvas.

Maza un plāšās robežās konstanta pretestība ir ākumulatoram (§ 300.)

Nupat aprakstīto kompensācijas metodi lieto arī divu elementu elektrodzineju spēku salīdzināšanai. Ja zīm. 93., kuņš tagad jādoma bez ķēdes r , E_0 un E ir salīdzināmie elementi, tad galvanometrā strāvas nebūs, kad

$$E = \frac{E_0}{AB} AK = E_0 \frac{l_1}{l_0},$$

kur l_0 ir viss potenciometra drāts gaņums. Kā redzams, elementa E_0 elektrodzineja spēkam šīnī metodē jābūt lielākam par E un cik spēdamam neatkarīgam no strāvas intensitātes potenciometrā. Tapēc praksē kā E_0 ņem akumulatoru.

E absolūtai noteikšanai viņu salīdzina ar normalelementu (§302.), potenciometrā vienreiz vienu, otreiz otru izlēdzot.

Paviršakai elektrodzineju spēku salīdzināšanai var lietot pag. § aprakstīto substitūcijas metodi. Ieslēdzot vienreiz vienu, tad otru no salīdzināmiem elementiem galvanometra ķēdē un caur tik lielu

pretestību, ka viņu pašu pretestības ar šo salīdzinātas ir mazas, novē-
 ļo galvanometra rādītāja novēršanos Θ_1 un Θ_2 . Tad, acimredzot,

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\Theta_1}{\Theta_2}.$$

No elementu iekšējās pretestības neatkarīgu rezultātu dabū viņus
 ieslēdzot rindā vienreiz tā, lai to elektrodzīnieji spēki sumetos, otreiz—
 lai tie būtu preteji vērsti. Tad

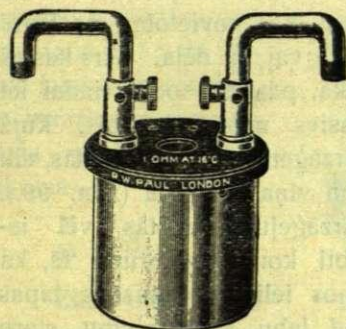
$$\frac{E_1 + E_2}{E_1 - E_2} = \frac{J_1}{J_2} = \frac{\Theta_1}{\Theta_2},$$

no kurienes

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{\Theta_1 - \Theta_2}.$$

§ 226. Pretestību etaloni. Reostati. Pretestību salīdzināšanai
 un mērošanai vajadzīgi etaloni jeb standarti. Kā teoretisku etalonu
 ņem 103,600 cm gaļu *Hg* - stabu ar 1 mm^2 šķērsriezuma laukumu,

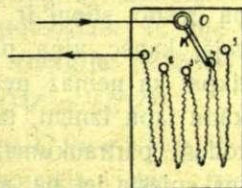
pie 0°C (§ 216), bet praksē dažāda ga-
 ūma, parasti spolēs satītus tādu me-
 talu drāts gabalus, kuŗu temperatūras
 koeficients ir mazs (nikelins, reotans,
 manganins, konstantans). Zīm. 94. dod
 parastā oma etalona ārejo izskatu.



Zīm. 94.
 Oma etalons.

Strāvas režīma mainīšanai kādā ķēdē
 ieslēgtās pretestības sauc reostatū.
 Visvienkāršākais ta veids ir viscaur vie-
 nada resnuma drāts, kas ierīkota tā, ka
 strāvas ķēdē pēc patikas var ieslēgt ga-
 ūraku vaj īsaku tās gabalu. Zīm. 95. dod
 tā sauc. kloķa reostata schemu, ku-
 ūrā šo ieslēgšanu izdara griežot kloķi *OK*
 ap piestiprinājuma punktu *O*. Telpas

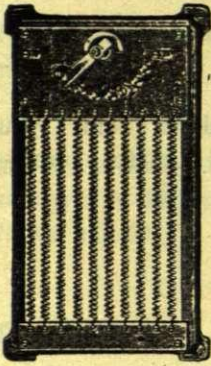
ietaupījumam reostata drāts sagriezta spiralēs.
 Jo biežāki stāv kontakti 1, 2, 3, ... un jo īsāks
 ir starp viņiem ieslēgtais drāts gabals, resp.
 jo resnāka ir pati drāts, jo pakāpeniska un
 smalkāka ir pretestības maiņakloķi griežot.
 Zīm. 96. redzams šādā reostata attēls.



Zīm. 95.
 Kloķa reostata schema.

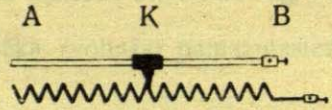
Ļoti parocīgs un tapēc bieži lietots ir
 tā sauc. slidošā kontakta, jeb vienkārši

slides reostats (zīm. 97.), Viņa pretestības drāts ir uzlīta uz izolatora, piem., porcelāna tukša cilindra,



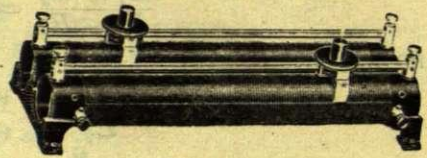
Zīm. 96.
Kloķa reostats.

kam paraleli iet stienis AB . Pa pēdejo ir stumdams kontakts K , kas cieši piekļāujas drāts tinumiem uz cilindra. Stumdot K , ķēdē ieslēdz lielaku vaj mazaku drāts tinumu skaitu, tā mainot pretestību. Šī maiņa ir jo pakāpeniskāka, jo resnakairņemtā drāts, jo tad



Zīm. 97.
Slides reostata schema.

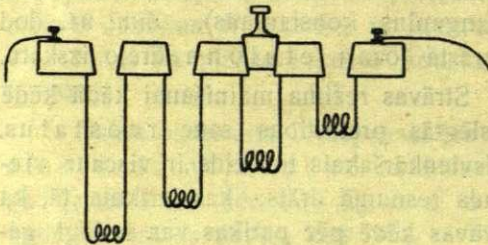
katrā viņas tinumā potenciāla kritums ir mazs.



Zīm. 98.
Slides reostats.

Zīm. 98. rāda šādu, ļoti plaši lietotu divkāršu reostatu.

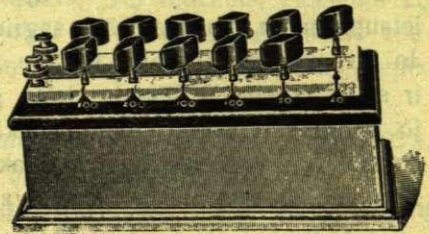
Ļoti precīzi taisa tā sauc. tapu reostatus jeb pretestību magazinas. Viņos drāti tin uz koka spoļem, kas novietotas noslēgtā



Zīm. 99.
Tapu reostatu schema.

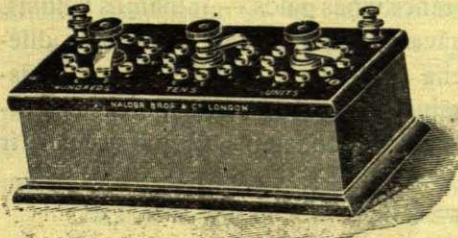
kastē vaj uz dēļa. Virs kastes vāka, paraleli spoļu rindai iet masivs misiņa stienis, kuŗš pārzāģets tik daudz vietās, cik zem viņa ir spoļu (zīm. 99.). Pārzāģējuma vietās vēl ieurbti koniski caurumi tā, ka viņos ielikts koniskās tapas dod labu savienojumu starp atsevišķiem blakus gulošiem stieņa gabaliem. Katra šo gulošu spoļu drāšu gali. Ja

balu apakšpusē pielodeti divu blakus visas tapas ir savās vietās, strāvai pa resno stieni ir dots ļoti plats ceļš, kapēc viņa pa spoļu drātim tikpat ka nemaz neiet. Bet ja kur kādu tapu izņem, tad tur platā ceļā rodas pārtraukums, kapēc strāva tur spiesta iet pa apakšējās spoles drāti. Jo vairak tapu ir izņemts, jo vairak spoļu tā tiek ķēdē ieslēgts,



Zīm. 100.
Tapu reostats.

un jo lielaka ir reostata pretestiba. Spoles var ņemt ar dažādām (omos) pretestibām, tā sasniedzot lielu dažādību pretestību maiņā. Zīm. 100. dod tapu reostata ārejo veidu. Viņā katrai tapai blakus redzams tas omu skaits, kuŗu ieslēdzam šo tapu izņemot. Lai sasniegtu lielaku variešanas iespējamību, tapu reostatus savieno serijās — kopīgi uz vienas kastes.



Zīm. 100, a.

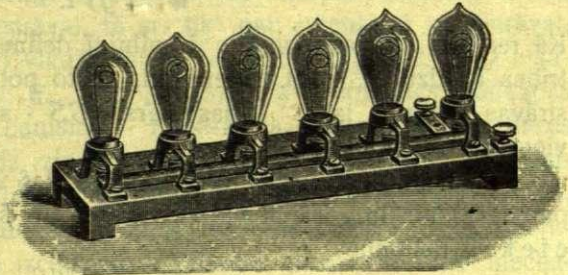
Bieži vien tapu vietā spoļu drāts ieslēgšanai lieto kloķi. Tāds reostats ar 3 serijām redzams zīm. 100, a. Pirmā serija ir no omu simtiem, otrā desmitiem un trešā — vieniniekiem.

Drātis ap spolem precizos reostatos tin b i f i l a r i, kā tas redzams zīm. 211. Ta iemeslu sk. § 272.

Laboratorijas praksē daudz lieto lampu reostatus, kuŗus dabū, pa vairakām rindā parastās ogļu kvēllampas savienojot. Visbiežāki lieto reostatus ar paraleli ieslēgtām lampām (zīm 101.). Jo vairak lampu ir ieslēgts, jo mazaka ir visa reostata pretestiba, pēc likuma

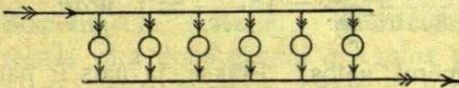
$$\frac{1}{R} = \Sigma \frac{1}{r}.$$

Zīm. 101, a. rāda lampu reostatu schemu.



Zīm. 101.
Lampu reostats.

Par šķidrumu reostatiem sk. § 298.



Zīm. 101, a.

§ 227. Strāvas enerģija.

Joule'a siltums. Katram elektrizetam ķermenim, ar elektrisko lādiņu Q un potencialu V , piemīt elektriska enerģija (§ 205.)

$$W = \frac{1}{2} QV = \frac{1}{2} CV^2,$$

kuŗa izteic to darbu, kas patērets visu lādiņu sumu $Q = q_1 + q_2 + \dots + q_n$ ķermenim no bezgalības, resp. 0 - potenciala vietas piesot. Ja šādu ķermeni ar vadu savieno ar kādu otru, kuŗa potentials ir zemaks vaj arī 0, tad pirmais lādiņu zaudē, līdzī zaudē-

dams savu enerģiju; otrs, turpreti, šo enerģiju saņem, iegūstot augstaku potenciālu. Tas rāda, ka katrai elektrības plūsmai vadā blakus iet arī enerģijas plūsma. Tapēc arī runā par elektriskās strāvas enerģiju.

Nupat iedomatā piemērā — kad elektrība pāriet no viena ķermeņa uz otru — plūstošās enerģijas aprēķins ir komplikāts, jo te plūsmu noteicošais faktors — potenciālu diference viņas galos — ir mainīgs lielums. Vienkāršāks viņš ir stacionaras strāvas gadījumā, kad potenciālu diference vada galos visu laiku ir viena un ta pati. Kādā laikā t plūsdami, visi aizgājušie lādiņi q ir gājuši starp konstantu potenciālu diferenci $V = V_1 - V_2$. Visa elektrības daudzuma Q pārvešanai ir bijis vajadzīgs patēret

$$W = QV$$

darba vienību, ko plūstošā elektrība ieguvusi kā kinētisko enerģiju. Ši tad ir strāvas enerģijas izteiksme.

Viņu var izteikt arī citādi. Ja viss daudzums Q ir aizplūdis t sekundēs, tad strāvas intensitāte ir bijusi $J = \frac{Q}{t}$; tapēc

$$W = JVt.$$

Kā redzam, strāvas enerģija ir pilnīgi definēta ar viņā plūstošo elektrības daudzumu, resp. intensitāti, un to potenciālu diferenci, kuŗu šī strāvas elektrība iziet. Viņas mērs *CGS* - sistēmā ir ergs, praktiskās vienībās — džouls.

Runādami par mehānisko enerģiju (I, § 26.) mēs ievēdām jēdzienu par darba efektu. Tāpat varam rīkoties arī še, saprotot ar strāvas efektu lielumu

$$\frac{W}{t} = JV,$$

kas *CGS* - sistēmā ir ergu skaits sekundē. Ja J ir dots amperos, V — voltos, tad

$$1 JV = 1 \text{ amp} \times 1 \text{ volt} = \frac{3 \cdot 10^9}{3 \cdot 10^2} \frac{\text{erg}}{\text{sec}} = 1 \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} = 1 \text{ Watt}.$$

Tā tad arī strāvas efektu var mērot uatos. Praksē, ja uats ir par mazu, lieto hektouatu un kilouatu.

Ja konstantā strāvā tanī vada vietā, kur potenciāls ir V_1 (rēķinot, piem., ar vada sākuma potenciālu), vienā laika vienībā iet cauri enerģija JV_1 un kādā nākošā vietā ar zemāku potenciālu V_2 šī enerģija ir JV_2 , tad rodas jautājums, kur paliek enerģiju diference

$$\Delta W = J(V_1 - V_2) = JV?$$

Novērojumi rāda, ka katrs vads, pa kuŗu plūst elektriskā strāva, sasilst, un jo vairak, jo intensīvaka ir strāva. Tapēc dabiski ir domāt, ka strāvas ceļā pazudusē elektriskā enerģija ir pārvērtusies siltuma enerģijā. *Joule's* ir rādījis, ka tas tiešam tā, un pat vēl vairak, — ka arī šī pārvēršanās ir padota enerģijas neiznīcības likumam. Ja domāto vadu novieto kalorimetrā un tā izmēro kādā laikā t viņā attīstīto siltuma daudzumu Q , tad izrādas ka

$$Q = cJt,$$

ja V ir vada galu potenciālu diference. Ja Q tiek mērots kalorijās, elektriskā enerģija ergos, tad $c = 0.239$, kas nav nekas cits, ka termiskais darba ekvivalents (I., § 155.).

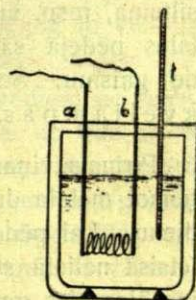
Uzrakstītā formula ir *Joule'a* likuma izteiksme. Viņā ir derīga visos gadījumos, kur vien elektriskās strāvas enerģija pāriet siltumā. Siltumu Q saīsināti sauc *Džoula* siltumu. Liekot $V = JR$ no *Ohm'a* likuma, varam rakstīt

$$Q = C^2Rt.$$

Tas, ka šis siltums ir pilnīgi neatkarīgs no strāvas virziena, tā tad viens un tas pats kā līdzstrāvai, tā arī tik pat intensīvai maiņstrāvai.

Pēdeajā izteiksme vēl vienā ziņā ir interesanta, rādīdama Q atkarību no vada pretestības R . Tas ļauj kautcik iedomāties notiekošā enerģijas pārvērtības mehānismā. Elektriskās (negatīvās) substances plūsma, nesdama sev līdz zināmu kinētisku enerģiju, savā ceļā sastop vada atomus. Atdodama daļu savas kustības enerģijas pēdejiem, strāva viņus ierosina straujākā kustībā, no kam ceļas vada temperatūra. Tā *Džoula* siltuma izcelšanās ir vedama sakarā ar tīri mehāniskiem procesiem vadā.

Q , J , R , resp. V un t viegli un diezgan precīzi izmērojami, kapēc *Joule'a* likums dod iespēju ar lielu precizitāti atrast fizikā svarīgo termisko darba ekvivalentu C , resp. mehānisko siltuma ekvivalentu. Zīm. 102. ir dota attiecīga eksperimenta schema. Kalorimetra ūdenī ielaista resnas vaŗa drāts gabala a, b galos piestiprināta tievas platīna drāts spirāle s . Otrus šo gabalu galus savieno ar kādas baterijas poliēm, ieslēdzot ķēdē ampermetru un voltmetru V , kas rāda potenciālu diferenci spirāles s galos. Laižot zināmu laiku cauri spirālei noteikta un pastāvīga stipruma strāvu un ar termometru T novērojot kalorimetra ūdens temperatūras pacelšanos, var ļoti akurāti aprēķināt C un līdz ar to mehānisko siltuma ekvivalentu.

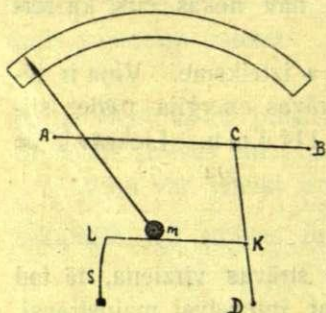


Zīm. 102.
Džoula siltums,

§ 228. Joule'a siltuma izlietošana. Elektriskā apgaismošana.

Minesim te dažus svarīgus Džoula siltuma praktiskus pielietojumus. Kā redzejam pag. §, vada temperatūra mainas proporcionāli strāvas intensitātei, bet proporcionāli temperatūrai mainas vada dimensijas, piem., gaļums. Tapēc šo pēdejo maiņu var izlietot strāvas intensitātes mērošanai. Tas likts pamatā siltuma ampermetru konstrukcijai.

Viņas schema ir dota zīm. 103. AB ir iestiepta jaunsudraba vai cita kāda pastāvīga materiāla drāts, pa kuŗu iet mērojamā strāva (kar-sejamā drāts). Viņas vidū tai piestiprināta otra CD , no kuŗas savu-kārt iet tieva drāts KL uz atsperi S . KL pa ceļu aptīta ap nelielu skriemu m , pie kuŗa pietaisits rādītājs z . Attiecīgi atsperi S regulejot, var visu šo tīklu iestiept tā, ka rādītājs stav uz skalas 0-iedaļas. Kad AB sasildama izstiepjas, skriems m attie-cīgi pagriežas un rādītāja gals uz skalas pārvietojas.



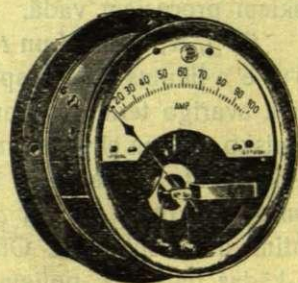
Zīm. 103.

Siltuma ampermetra schema.

Šāda ampermetra skala iedaļas nevar būt vienādas pa visu viņas gaļumu, jo līdz ar drāts AB sasilšanu mainas viņas pre-testība. Aiz ša iemesla galīgā tās pagai-riņāšanās ir kompliceta strāvas intensitātes funk-cija, un tapēc šāds instruments iepriekš jāgraduē, laižot viņam cauri jau zinamu intensitatu strāvas un attiecīgas vietas uz skalas atzīmejot. Bet viņa labā īpašība ir ta, ka viņš ir noderīgs kā līdzstrāvai, tā arī maiņstrāvai. Zīm. 104. rāda šādu tehnikā lietoto instrumentu.

Ja vada pretestība ir liela, viņā arī pie nelielām strāvam var rasties relatīvi daudz siltuma, resp. augsta temperatūra. Kad me-talos pēdeja sāk pārsniegt 500° , viņi sāk dot gaismu. Šo īpašību izlieto elektriskās kvēllampās.

Pirmais viņas ir taisījis Edison's 1879, ņemot metala drāts vietā tievu ogles pave-dienu. Lai pēdeja gaisā nesadedgtu, viņu ietaisa nelielā stikla bumbulī, no kuŗa pēc iespējas viss gaiss tiek izpumpets. Modernās kvēllampās gan lieto ti-kai metala drātis.



Zīm. 104.
Siltuma ampermetrs.

Lampu konstruktora uzdevums, no ekonomiskā viedokļa raugoties, ir atrast tādus apstākļus, kuņos sakarsetā drāts dotu maz apgaismošanai nodērigā siltuma, bet daudz gaismas. Eksperimenti rāda, ka katras sveces gaišumā patēretā elektriskā enerģija ir jo mazāka, jo augstāka ir drāts diega temperatūra, t. i. jo gaišāki lampa deg. Tapēc lampas diegs būtu ņemams cik spējams tievs, lai viņa pretestība būtu liela un temperatūra augsta. Bet tomēr tālu šini ziņā iet nevar, jo katram metalam ir sava temperatūras robeža, pie kuņas viņš ļoti āsi izput, kapēc lampas dzīve tad iznāk ļoti īsa. Aiz ša iemesla diegam dod tādu pretestību, resp. gaļumu un resnumu, lai viņa temperatūra šo robežu nepārsniedz. Parastām metala lampām (110 Volt, 0,25 Amp) ši pretestība ir ap 200 Ω .

Atkarībā no sacitā, metalu diegu lampas iznāk ekonomiskākas par ogļu diegu lampām. Pēdejas uatu patēriņš uz katru normalsveci ir ap 3—4, kurpēti metala (osrama — osmija un volframa kausejuma diegi) lampā viņš ir tikai 0,5. Kā jau minēts, šis patēriņš ir zemāks pie spilgtākas gaismas, kaut gan pie vājākas gaismas (zemākas temperatūras) lampas dzīve ir ilgāka.

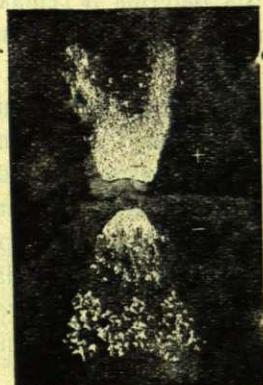
Tā saucamā Nernst'a lampā metala diega vietā tiek ņemts īss un resns dažādu oksīdu (piem., torija, cirkonija etc.) maisījuma stienītis. Pie parastām temperatūram viņš elektrību nevada, bet līdz zināmā temperatūrai sakarset, viņš sāk laist strāvu cauri un pie tam tā sakarst, ka dod visai spilgtu baltu gaismu. Tapēc Nernst'a lampā ir speciāls ierīkojums, ar kuņu stienīti no sākuma ar strāvu silda. Nernst'a lampas tagad vairs netaisa, jo izturības, ekonomijas un parocīguma ziņā viņām ir mazāk priekšrocību, kā metalu diegu lampām.

§ 229. Elektriskais loks. Aizsargi. Ciešā sakārā ar Džoula siltumu stāv parādība, ko sauc elektrisko, dažreiz arī Volta loku. Šim lokam ir ne tikai liela praktiska vērtība, kā, piem., apgaismošanas tehnikā, bet viņa pētīšanā ir arī svarīga teoretiska nozīme, jo ar to ir noskaidroti daudzi visai svarīgi jautājumi ionu fizikā; par to vēl būs runa § 318. un sek. Tagad minesim tikai dažus faktus.

Elektriskais loks izceļas tur, kur diviem strāvas vadiem ne visai labi saskaroties, rodas slikts kontakts, liela pretestība un līdz ar to augstā temperatūra. Tā, piem., ja divus ogļu stieņus, starp kuņiem potenciālu diference tiek tureta ap 50 — 60 V, saliek ar viņu galiem kopā, tad saskaršanās vietā, ogles ne visai labās vadītspējas un sliktā kontakta dēļ, rodas liela pretestība, un ogļu gali tā sakarst, ka ogle te iztvaiko. Šie tvaiki ir, kaut arī ne visai labi, bet tomēr elektrības vadītāji. Tapēc arī tad, kad ogles vienu no otras nedaudz

attālina, strāva vis nepārtrūkst, bet iet pa šo tvaiku tiltu. Visu to pavada spilgta gaisma: starp oglem rodas elektrisks loks. Šo parādību pirmais ir novērojis H. D a v y (1821) Anglijā.

Galvenais gaismas avots šādā „loka lampā“ ir ne pats loks, t. i. ne tas gazu un tvaiku tilts, kas stiepjas no vienas ogles uz otru, bet gan paši ogļu gali. Ja pēdejos aplūko caur apkvēpinātu (tumšu) stiklu (jo loka gaisma ir tik spilgta, ka viņā nevar lūkoties; bez tam tas ir arī acīm stipri bistami), tad redzam viņus balti kvēlojošus, it īpaši tās ogles galu, kuŗa savienota ar baterijas pozitīvo polu — tā saucamo a n o d u. Kad loks ir kādu laiku „dedzis“, anoda galā rodas iedobums — „kraters“. Šis pēdejaiss ir gaismas galvenais avots, jo ap 85% no visas gaismas dod viņš; 10% dod negatīvā ogle (katods) un tikai ap 5% pats loks.



Zīm. 105.
Loks.

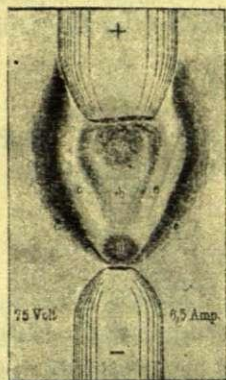
Zīm. 105. dod loka ogļu fotografisku attēlu. Viņā labi redzams augšējās ogles kraters. Taisni viņam preti negatīvai oglei ir ass smailums, no kam rodas iespaids, itkā ogle būtu kraterā iztvaikojusi un uz katoda nogulusies.

Abas loka ogles gaisā degdamas ar laiku sadeg un paliek īsakas, kapēc atstātums starp viņām paliek lielaks. Līdz ar to pieaug loka pretestība. Kad pēdejā sasniedz zinamu robežu, kas noteikta ar loka strāvu, elektrodu materialu, strāvas raksturu etc., loks nodziest. Tapēc, ja loku lieto apgaismošanai, kur rokas regulešana nav iespējama, jārupejas par ogļu automatisku tuvinašanu. Tam nolūkam izdomatas vairakas ietaises, kas ogļu galus vienmēr notur pastāvīgā atstātumā.

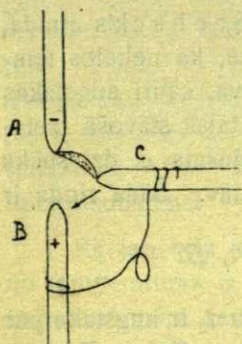
Lokā notiekošie procesi ir komplicēti. Zīm. 106. dod viņā novērojamo daļu schematisku attēlojumu. Par tām atsevišķi būs vēl runa § 318. Tagad atzīmesim tikai vēl vienu viņa raksturīgu īpašību, pareizaki sakot—katoda lomu viņā. Ja lokam degot mākslīgi atdzesē anodu—loksturpina degt, bet ja to dara ar katodu, loks tuļin nodziest. Tā tad loka degšanai vajadzīgs k a r s t s k a t o d s. Jo sevišķi labi tas redzams šādā eksperimentā. Ja zīm. 107. *A* ir katods, *B* — anods, tad pieskaroties katodam ar a u k s t u, anodam pievienotu ogli *C*, loku starp viņiem var viegli dabūt: loks starp karstu katodu un aukstu

anodu iedegas viegli. Bet ja ogle *C* ir savienota ar katodu, kas sasniedzams, mainot strāvas virzienu visā ķēdē, tad starp viņu (kā aukstu) un karsto anodu loks nav dabujams. Tas rāda, ka lokam tiešam ir nepieciešams karsts katods. Aiz ša iemesla loku starp stieni un metala plati var dabūt tikai tad, ja stienis ir katods, jo plate, savas lielās virsmas dēļ ātri atdzisdama, par katodu būt nevar. Aiz līdzīga iemesla nav iespējams dabūt loku starp labi vadoša (vaļa) materiāla vadiem ar ma iņ str ā v u

Loka temperatūru izmērojot, dabū visai lielus skaitļus. Optiskā ceļā *Violle* pozitīvās ogleš kratera temperatūru dabū ap $3700^{\circ}C$. Pie šādām temperatūram kūst un iztvaiko visi pazīstamie metali; arī pati ogle pie viņām pārvēršas tvaikos. To licis pamatos *Moisson*'s savas pazīstamās krāsns konstrukcijas pamatos, kuļu



Zim. 106.
Loka strukturā.



Zim. 107.
Karsta katoda loma.

plaši izlieto dažādu ugunsietu materiālu kau- sešanai, dažu ķīmisku procesu ievadišanai u. t. t. Ļaujot izkausētai oglei lēni un zem spiediena atdzist, resp. kristalizēties, *Moisson*'am ir izdevies dabūt no viņas nelielus dimanta kristalus.

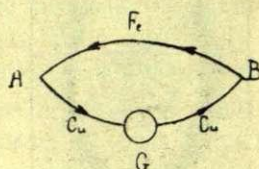
Arī visās citās elektriskās krāsnīs un elektriskos sildītajos (traukos, gludinātajos etc.) Džoula siltums tiek izlietots.

Tāpat elektrotehnikā lietojamo aizsargu pamatos viņš likts. Aizsargs ir īsa drats, kuļas gaļums un šķērsgriezums (pretestība) aprēķināti tā, lai pie noteiktas strāvas intensitātes viņa pārdegtu. Ja šādu aizsargu, kas taisīts, piem., 10 amperiem, ieslēdz strāvas ķēdē, tad tikai līdz 10 amp. stipras strāvas var pa ķēdi laist: pie intensīvākām strāvam aizsargs pārdegs un ķēde būs pārtraukta. Aizsargu drātis parasti ievieto porcelāna kapselēs, kas ērti ieskrūvejamas strāvas ceļā.

Termoelektriskās parādības.

§ 230. Termoelektrība. *Seebeck*'a rinda. 1821. gadā *Seebeck*'s, eksperimentāli pētīdams *Volta* kontakta elektrizāciju novēroja, ka divu dažādu metālu noslēgtā ķēdē rodas elektriska strāva, ja abu

metalu savienojumu vietu temperatūras ir dažādas. Ja, piem., no dzelzs (*Fe*) un vara (*Cu*) drātim iztaisa noslēgtu cilpu, viņu galus savijot, vaj salodejot, tad vara drāti pārgriež un pārgriezuma vietā ieslēdz galvanometru, kā tas rādīts zīm. 108., tad galvanometrs rāda strāvu, ja *A*



Zīm. 108.
Termostrāva.

un *B* temperatūras ir dažādas. Tas pats notiek arī ar citiem metālu pāriem. Šā radušās strāvas sauc termoelektriskās strāvas; viņās plūstošo elektrību — termoelektrību.

Seebeck'a novērojumi liecina, ka dažādu metālu noslēgtās ķēdēs temperatūru diferencēm pastāvot, viņās rodas arī potenciālu diferences, resp. elektrodzineji spēki. Tālākie novērojumi dod

noteiktu sakaru starp šiem lielumiem. Kāda noteikta metālu pāra — termopāra termoelektriskais e. dz. spēks *E* ir jo lielāks, jo lielāka ir pāra savienojumu vietu temperatūru diference $t_1 - t_2$. Bet tā tas gan ir tikai nelielos temperatūras intervālos. Kad temperatūras diferences termopāra galos top lielas, *E* neaug viņām vairs līdz, bet sāk pat pazemināties un tuvojies 0. Par to būs runa nāk. §.

Attiecībā uz termostrāvas virzienu kādā parī Seebeck's atrada, ka visus viņa izpētītos metālus var novietot rindā tā, ka nelielos temperatūras intervālos divu metālu radītā termostrāva, cauri augstākās temperatūras savienojuma vietai iedama, iet no rindā tālak stāvošā metāla uz agrāk novietoto, pie kam šī strāva, resp. radušais e. dz. spēks ir jo lielāks, jo tālāku viens no otra metāli rindā stāv. Šāda rinda ir

— *Sb, Fe, Ag, Au, Sn, Pb, Hg, Cu, Pt, Bi* +

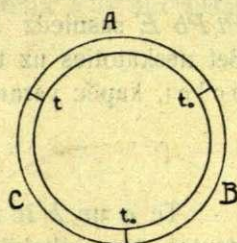
Tā tad augšējā, zīm. 108 piemērā, ja *B* temperatūra t_2 ir augstāka par *A* temperatūru t_1 ($t_1 < t_2$), termostrāva iet caur *B* no *Cu* uz *Fe*, t. i. bultas norādītā virzienā. Bet, kā jau minēts, tas ir tā tikai noteiktās (nelielās) temperatūras robežās. Pie citām — augstākām vaj zemākām — temperatūram kāda metāla vieta Seebeck'a rindā var būt cita.

Seebeck'a novērotai parādībai ir liela līdzība ar Volta parādību. Volta rindā mēs atradām likumu (§ 211).

$$A/B + B/C = A/C,$$

kurš saka, ka kontakta potenciāls starp *A* un *C* ir viens un tas pats, neatkarīgi no tā, vaj abi metāli saskarjas tieši, vaj starp viņiem ir kāds cits metāls *B*, vaj arī vairāki. Tāds pat likums ir atrodams Seebeck'a rindā. Ja trīs metālus *A, B, C* noslēdz riņķī (zīm. 109.), sa-

vienojuma vietas A/B un B/C turot pie vienas un tās pašas temperatūras t_0 un trešā savienojuma vietu C/A sildot vaj atdzesejot līdz kādai citai temperatūrai t , tad termoelektrodzineja spēks viņā ir tāds pat, kā kad metala B ķēdē nemaz nebūtu, t. i. kā kad metali A un C pie temperatūram t_0 un t tieši saskartos.

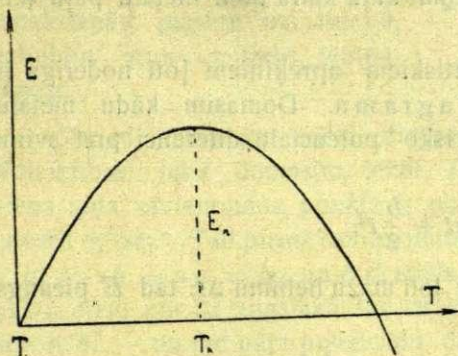


Zim. 109.
Seebeck'a rinda.

Tam ir liela praktiska nozīme, jo zinot šo likumu, mēs vienmēr varam būt droši, ka kādu trešo metālu, piem., galvanometru, pētāmā termokēdē ieslēdzot, mēs tās termoelektrisko stāvokli nemainām. Bet vēl jo lielāka ir šī likuma un šīs līdzības teoretiskā nozīme, jo viņa rāda, ka starp Seebeck'a un Volta efektiem ir organiska saistība. Var teikt — un ta apstiprinājumu mēs atradisim § 233., ka termoelektriskās parādības ir Volta kontakta potenciāla temperatūras efekts.

§ 231. Termoelektrodzineja spēka atkarība no temperatūras. Termoelektriskā diagrama. Mērojot termoelektrisko efektu ar galvanometru, mēs istos kontakta potenciālus metālu saskaršanās vietās nedabūjam, bet gan tikai viņu diferences pie dažādām temperatūram. Tapēc, ja savus pētījumus gribam padarīt noteiktus, mums jāizvēlas kāda noteikta izejas temperatūra un kāda noteikta viela, ar kuras termoelektriskām īpašībām pārejo vielu termoelektriskās īpašības salīdzināt. Par šādu normaltemperatūru parasti pieņem 0°C un normalsubstanci — svīnu.

Kā jau bija minēts pag. §, termoelektrodzineja spēka E atkarība no temperatūras ir diezgan komplicēta. No sākuma E ir proporcionāls termopāra savienojuma vietu temperatūru diferencei, bet pēdējai augot, viņš parasti arvien vairāk paliek nopakaļ.



Zim. 110.
Termo-el. dz. s. grafika.

Daudziem pāriem E sasniedz zināmu maksimumu un tad krīt, dažreiz pat līdz 0 un vēl zemāk (mainoties uz pretēju). Tas labi pārskatāms, zīmējot šīs atkarības grafiku. Zim. 110. tāda dota pārim Fe/Pb . Pie $t = T_n = 360^{\circ}\text{C}$ E sasniedz maksimumu $E_n =$ ap 3 milivoltu, bet tad pie $t = 720^{\circ} = 360^{\circ} \times 2$ atkal nonāk līdz 0. Temperatūru 360°C sauc pāra Fe/Pb neitrālo temperatūru. Līdzī-

gas ir arī citu svina/metala — pāļu grafikas, kaut gan ne visiem viņiem neitralā temperatūra ir pa labi no $t=0$. Tā, piem., pārim Pt/Pb E sasniedz maksimumu pie $t=-150^{\circ}$, Zn/Pb pie -200° . Bet neskatoties uz to, visos gadījumos grafika ir ļoti līdzīga parabolaī, kāpēc varam rakstīt

$$E = V_{Pb} - V_{met} = at + \frac{b}{2}t^2.$$

Te a un b ir ņemtajam metala un svina pārim raksturīgas konstantes, t — siltakā savienojuma temperatūra (no $0^{\circ}C$ rēķinata). $a > 0$., ja potenciālu diference $V_{Pb} - V_{met}$ sasildītā vietā ir > 0 , t. i. kad strāva pa ņemto metālu iet no siltā uz auksto galu. Nākošā tabeļē ierakstīti dažādu metālu termoelektriskie koeficienti (E mikrovoltos, normaltemperatūra — viena savienojuma temperatūra $0^{\circ}C$, svins kā normālsabstānce):

Metals	a	b
<i>Pb</i>	0	0
<i>Cu</i>	2,86	0,0080
<i>Zn</i>	- 2,73	0,0138
<i>Fe</i>	13,20	- 0,0286
<i>Pt</i>	- 3,10	- 0,0206
<i>Hg</i>	- 3,21	- 0,0168

Ar šīs tabeļes palīdzību var aprēķināt kuŗa katra divu metālu pāļa termoelektrodzīneja spēku.

Labākam pārskatam un praktiskiem aprēķiniem ļoti noderīga ir tā sauc. termoelektriskā diagrama. Domāsim kādu metālu M un apzīmēsim viņa termoelektrisko potenciālu diferenci pret svinu ar E . Tad

$$E = at + \frac{b}{2}t^2.$$

Paaugstināsim nu temperatūru par ļoti mazu lielumu Δt ; tad E pieaugs par ΔE un

$$E + \Delta E = a(t + \Delta t) + \frac{b}{2}(t + \Delta t)^2$$

Ja no otrās vienādības atņemam pirmo, atminoties, ka Δt un b ir ļoti mazi lielumi (sk. augšējo tabeli) un ka tapēc lielumu $b \Delta t$ bez lielas kļūdas var atņemt, dabujam

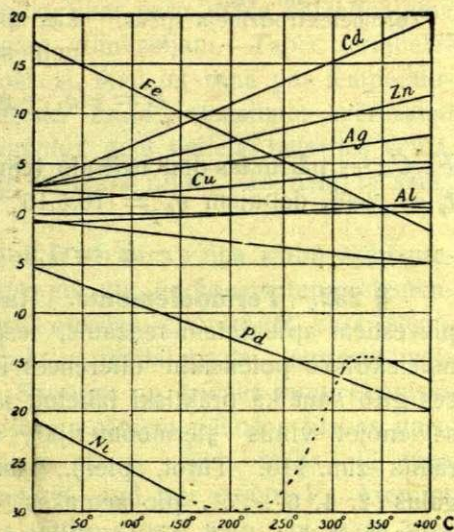
$$\Delta E = a\Delta t + b\Delta t,$$

ko var rakstīt

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = a + bt.$$

Lielumu $q = \frac{\Delta E}{\Delta t}$ sauksim metala M termoelektrisko spēju. Kā redzam, viņa ir temperatūrai t proporcionāla, kapēc viņas grafika ir taisna līnija. Zīm. 111. šīs pēdejās ir dotas vairākiem metāliem. Tās ir šo metālu termoelektriskās diagramas; ar viņu palīdzību var ātri atrast kuŗas katras metālu kombinācijas termoelektriskās īpašības.

Vispirms griezīsim vērību uz kādu divu, piem., Cu/Fe līniju krustošānās punktu. Viņā abu metālu termoelektriskās spējas q_{Cu} un q_{Fe} ir vienādas. Tas nozīmē, ka ja pirms šī punkta temperatūras $q_{Cu} - q_{Fe}$ bija >0 , tad pēc viņa šī diference ir <0 , un tas rāda, ka te domāto metālu pāŗa potenciālu diference, temperatūrai tālak pieaugot, vairs nepieaug. Acīmredzot, šī punkta temperatūra tad ir Cu/Fe pāŗa neitrālā temperatūra. Tā diagramā kaut kuŗu divu metālu līniju krustošānās punktu uzmeklejojot, dabujam viņu neitrālo temperatūru.

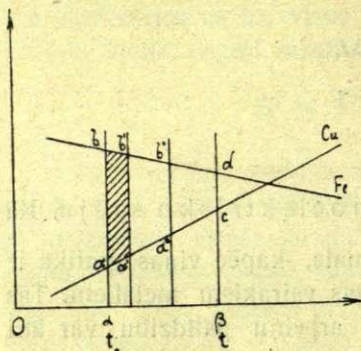


Zīm. 111.
Termoelektriskā diagrama.

Tagad meklesīsim mūsu diagramā kādu pāŗa pot. dif. lielumu. Noteiktības labā domāsim atkal Fe/Cu - pāŗi un pieņemsim, ka viens viņa savienojuma punkts ir pie temperatūras t_0 , otrs pie temperatūras $t_1 > t_0$. Tad pirmā savienojuma termoelektriskā spēŗa (zīm. 112), ir $q_1 = \alpha b - \alpha a = ba$ un otrā spēŗa $q_2 = \beta d - \beta c = cd$. Ja t_1 būtu par t_0 tikai par Δt augstāka, tad cd stāvētu līnijai ab ļoti tuvu — kā līnija $a'b'$ — un tad pāŗa potenciālu diference būtu $ab \cdot \Delta t = q \Delta t$, t. i. viņas skaitliskā vērtība būtu dota ar elementārās figūras $abb'a'$ laukumu. Temperatūrai vēl par Δt pieaugot, potenciālu diference pieaugtu vēl par

$abb'a''$ laukuma vērtību. Ejoj tā soli pa solim līdz temperatūrai t_1 , mēs meklejamo potenciālu diferenci būsim dabušuši kā to figuru laukumu sumu S , kuji ieslēgti starp abu metālu termoelektrisko spēju līnijām ar platumiem Δt , un kužu ir tik daudz, cik reizes Δt ieiet intervālā $t_1 - t_0$. Pēc savas skaitliskās vērtības tas tad būtu figuras $abcd$ laukums, kas ir trapecē ar $ab||cd$ un augstumu $t_1 - t_2$. Tapēc

$$S = (t_1 - t_2) \frac{q_1 + q_2}{2}.$$



Zīm. 112.

Termoelektrodzīneja spēks.

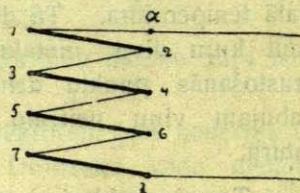
Tā redzam, ka atrodot diagramā t_1 un t_2 kā temperatūru t_1 un t_2 termoelektriskās spējas, domātā pāra termoelektrodzīneju spēku intervālā $t_2 - t_1$ dabujam kā

$$E = \frac{1}{2}(q_1 + q_2)(t_1 - t_2).$$

Fe/Cu — pārim tas dod neitrālo temperatūru $t_n = 255^\circ$. Pie $t_1 = 20^\circ$, $t_2 = 200^\circ$, dabujam $q_1 = 16,5 \cdot 10^{-6}$, $q_2 = 2,5 \cdot 10^{-6}$ un

$$E = 1,9 \text{ milivolta.}$$

§ 232. Termoelements. Radiomikrometrs. Kā no pag. § pievestiem aprēķiniem redzams, iespējamās temperatūras robežās termoelektrisko potenciālu diferences ir niecīgas. Tapēc, ja šīs diferences grib kaut kā praktiski izlietot, jāņem vairāki šādi „termoelementi“, savienojot viņus „termobaterijā“, kā tas rādīts zīm. 113. Turot, piem., visus pāru galus 2, 4, 6 . . . pie zemakas, nepāru galus 1, 3, 5, . . . pie augstakas temperatūras, starp a, b dabū tik reizes lielāku potenciālu diferenci, cik elementu (pāru) ir ņemts. Bet tomēr elektriskās strāvas iegūšanai praktiskām vajadzībām šādas baterijas ir maz noderīgas viņu mazā ekonomiskā koeficienta dēļ, jo lielais daudzums baterijas sildīšanai izlietotā siltuma neproduktīvi aiziet radiācijā un siltumvadišanas ceļā. Aiz ša iemesla termoelektriskās baterijas nevar stāties voltaisko elementu, akumulatoru vaj dinamomašīnu vietā.



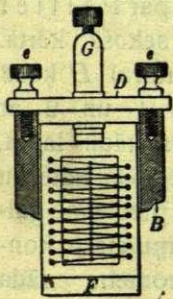
Zīm. 113

Termobaterija schema.

Bet liela loma termoelementam ir temperatūru mērošanā, tā saucamos termoelektriskos termometros. Tādus var konstruēt

kā visai augstām, tā arī zemām temperatūram. Pirmā gadījumā tam nolūkam ņem divas ar viņu vieniem galiem kopā sametinātas tīra *Pt* un 90 % *Pt* + 10 % *Rh* drāti, kas ievilkta tievās porcelāna caurulēs tā, ka tikai sametinājuma vieta vienā cauruļu galā rēgojas brīvi. ņēd oš novieto mērojamās temperatūras vietā, brīvos drāšu galus savienojot ar galvanometru. Sprotams, šāds termoelements iepriekš ir jāgraduē, resp. galvanometra rādījumā jāizteic temperatūras vienībās — grados. Ar šādu termoelementu var iet līdz platīna kušanas temperatūrai (1500°C).

Sevišķi noderīgs termoelements ir tur, kur termometra siltuma kapacitātei jābūt mazai. Viņa konstruēšanai var ņemt ļoti tievas, piem., *Fe* un konstantāna drāti, tā viņa siltuma kapacitāti reducējot līdz minimumam. Līdz ar to viņa dimensijas tad ir minimālās, jo mērojamās temperatūras vietā pietiek nolikt tikai pašu drāšu sametinājuma punktu, kas var būt arī ļoti niecīgām dimensijām. Tapēc termoelementu lieto siltuma vadišanas mērošanai, kad iet runa par temperatūru kādā noteiktā punktā, tad spektrālo līniju intensitātes mērošanai u. t. t. Pēdējā gadījumā „termoelementu“ ņem nelielas baterijas veidā, kuņā ņemto pāru vieni gali nostādīti vertikālā rindā. Tā dabū tā sauc. **t e r m o s t a b u.**



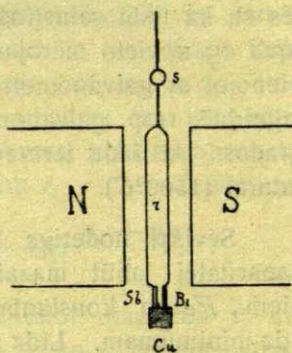
Žim. 114.
Termostabs.

Žim. 114. dod Rubens'a tipa stabu šķērsgrīzumā, kas salikts no 20 *Fe*/konstantāna elementiem. Pati baterija atrodas cilindrā *B*, kuņā sienā, preti elementu galu vertikālajai rindai, iegriezta vertikāla sprauga. Spraugu no ārienes apņem konisks aizsargs, kas aiztur no sāniem nākošos blakus gaismas, resp. siltuma starus. Šāds stabs pie viņa galu temperatūras 1°C dod līdz $0,0001\text{ V}$. Lietojot galvanometru ar jūtību 10^{-10} amp. un mazu pretestību ($5\ \Omega$), ar šādu stabu var mērot temperatūru diferences līdz 10^{-6} , t. i. līdz grāda miljonām daļām.

No pārejiem termoelektriskiem instrumentiem minesim vēl Boys'a radiometru, kurš ļoti derīgs radiācijas siltuma mērošanai. *NS* žim. 115. ir spēcīga tērauda magneta poli, starp kuņiem tieva kvarca diegā iekārta tievas vaļa drāts rāmis *r*. Rāmja drāts lejas gali beidzas ar tieviem *Bi* un *Sb* stieniņiem, kas savienoti ar apm. 2 mm^2 lielu vaļa platīti *Cu*. Siltuma stari, krizdami uz *Cu* un viņā absorbēdami, to sasilda, līdz ar to sasildīdami *Bi* un *Sb* stieniņu lejas galus; tapēc rāmī *r* rodas viņa lejas un augšas temperatūru diferencei propor-

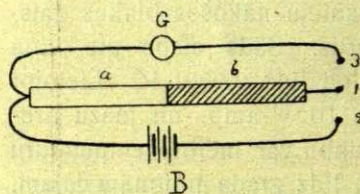
cionāla termostrāva. Šī pēdejā rada ap sevi magnetisku lauku, kapēc rāmis cenšas pagriezties tā, lai viņa plāksma būtu magnetiskām spēka linijām normāla. Rāhim griežoties, kvarca diegs sverpjas. Diega verpes leņķis, ko novēro ar spoguļiņa s un gaismas stara palīdzību, ir proporcionāls termostrāvas, tā tad arī kritošās siltuma radiācijas intensitātei. Lai vaļa platītes absorpcija būtu jo lielāka, viņa pārklāta ar sodrejiem.

Duddel's šo radiomikrometru ir pārtaisījis par galvanometru, zem Sb/Bi savienojuma novietojot drāti, pa kuļu iet mērojamā strāva. No strāvas pati sasildama, šī drāts salsda Bi un Sb stieniņu lejas galus, tā radi-dama pašas strāvai proporcionālu termostrāvu ramī r .



Zīm. 115.
Radiomikrometrs.

§ 233. Peltier efekts. Neilgi pēc Seebeck'a pētījumiem Peltier novēroja, ka ja kādā termoķēdē, kuļas savienojumu vietas ir pie vienas un tās pašas temperatūras, laiž no ārienes ņemtu strāvu. tad viena savienojuma vieta sasilst, otra atdziest. Ja strāvas virziens ķēdē mainas, sasilums mainas ar atdzisumu, t. i. ta vieta, kas pie pirmā strāvas virziena sasila, tagad atdziest, un otrādi. Šo par Peltier efektu nosaukto parādību parocīgi var demonstret sekošā kārtā. Termoelementu ab (zīm. 116.) ieslēdz baterijas (akumulatora) B ķēde



Zīm. 116.
Peltier efekts.

savienojot kontakta vietas 1 un 2 ar drāts tiltiņu. Kad strāva ir kādu laiku, plūdusi, teiksim virzienā $a \rightarrow b$, bateriju izslēdz un termoelementu pievieno galvanometram G , pārceļot tiltiņu starp kontaktiem 1,3. Tad galvanometrs rāda strāvu, kas liecina, ka savienojuma vietā a/b temperatūra ir kļuvusi citāda kā stienā ab galos. Kad šī temperatūru di-

ference izlīdzinas un galvanometra rādītājs atgriežas savā agrākā stāvoklī, B ieslēdz no jauna, bet nu tā, lai strāva pa termoelementu ietu virzienā $b \rightarrow a$. Kad pēc tam B atkal izslēdz un ar 1,3 ķēdē ievieto galvanometru, tad ta rādītājs atkal novēršas, bet nu uz otru pusi. Tas liecina, ka tagad savienojuma vietas a/b temperatūra ir pēc savas zīmes preteja agrākai. Tā tad pie viena ārejās strāvas virziena termoelektriskais kontakts a/b sasilst, pie otra — atdziest.

Tuvaki šo parādību pētot ir atrasts ciešs viņas sakars ar Seebeck'a parādību. Izrādas, ka ārejai strāvai no metala A uz metalu B pārejot, savienojuma A/B temperatūra pazeminās, ja šīs vietas sasildīšana dod ta paša virziena $A \rightarrow B$ termostrāvu. Tā, piem., Fe/Cu termoelementā virzienā $Cu \rightarrow Fe$ laista strāva pārejas vietu Cu/Fe atdzesē, pārejas vietu Fe/Cu sasilda.

Peltier efekta atkarība no laistās strāvas virziena rāda, ka viņa izskaidrojums nav meklejams Džoula siltumā, jo pēdejais, būdams proporcionāls J^2 , ir no strāvas virziena neatkarīgs. Ari paša efekta atkarība no strāvas intensitātes tē ir citāda: Peltier efekts ir ne strāvas intensitātes kvadrātam, bet gan tikai pirmaj pakāpei proporcionāls.

Temperatūras maiņa termoelementa savienojuma vietās Peltier efektā ir šo vietu siltuma daudzuma maiņas sekas. Kur temperatūra ceļas, tur zināms siltuma daudzums no apkārtnes ir ticis absorbēts. Attiecīgā eksperimentā, piem., novietojot termoelementa savienojuma vietu kalorimetrā, šos siltuma daudzumus var atrast; tad izrādas, — kā tas arī ir sagaidāms, ka katram metalu pārim viņš ir savs un tieši proporcionāls savienojuma vietai caurizgājušam kulonu skaitam. Nākošā tabelē tas ir dots dažiem metalu pāriem

$Cu - Fe$	$- 1,7 \cdot 10^{-4} \frac{cal}{coul}$
$Cu - Pt$	$+ 0,9 \cdot \text{ " "}$
$Cu - Ag$	$- 1,1 \cdot \text{ " "}$
$Cu - Zn$	$- 1,6 \cdot \text{ " "}$
$Cu - Ni$	$+ 12,1 \cdot \text{ " "}$

Viņā $+$ nozīmē siltuma parādīšanos, $-$ siltuma absorpciju, strāvai no Cu uz attiecīgo metalu pārejot. Tabele rāda, ka Peltier efekts ir jo sevišķi liels pārim Cu/Ni .

Interesanti ir termoelektriskās Seebeck'a un Peltier parādības aplūkot no termodinamiskā viedokļa. Šo ceļu ejot mēs vienmēr varam justies uz drošiem pamatiem, jo termodinamiskās metodēs var iztikt bez speciālām hipotēzēm par elektrību un viņas dabu. Un taisni termoelektriskās parādības ir jo noderīgas termodinamisko metožu pielietošanai, jo tē elektrība rodas ne ķīmiskā, ne berzes vaj citā kādā komplicitē un (vismaz āreji) maskētā ceļā, bet gan tieši — no labi mums pazīstamā agenta — siltuma — iedarbošanās.

Ja kādu divu metalu, piem., Cu un Fe termoelementa galu temperatūras ir t_1 un $t_2 > t_1$, viņā rodas no Cu uz Fe vērsta termostrāva, kuru varam izlietot kāda darba darišanai, piem., motora dzīšanai. Bet šī pati strāva cenšas silto vietu atdzesēt, auksto sasildīt. Tā termo-

elementam darbā esot, viņa siltā savienojumā zinams siltuma daudzums Q_1 tiek no ārienes absorbēts, aukstā savienojumā — zinams siltuma daudzums Q_2 atbrīvots. Bet tāpat tas ir arī kuņģā katrā siltuma mašīnā: no sildītāja tiek zinams siltuma daudzums ņemts un dzesetajam atdots. עק ודעק ון šāda siltuma mašīna var strādāt tikai tad, kad viņas uzņemtais siltums ir lielāks par dzesetajam atdoto, jo ārējais darbs ne no kā rasties nevar, tāpat arī termoelementā strāva var rasties tikai tad, kad absorbētais siltums Q_1 ir lielāks par atdoto Q_2 . Tā termoelementā notiekošo procesu varam pielīdzināt kuņģa katras siltuma mašīnas iekšējam procesam.

Termoelementam, ar citam tehniskām mašīnām salīdzinot, ir daudz priekšrocību. Vispirms viņam nav nekādu kustīgu daļu, transmisiju, kas ta darbību apgrūtinātu un komplīcētu. Otrkārt tās temperatūras diferences, starp kuņģām viņš darbojas, var būt visai lielas. Bet kā jau minēts, termoelementa ekonomiskais koeficients ir ļoti niecīgs, jo daudz siltuma viņā aizplūst neproduktīvi; tapēc arī praktiskas nozīmes kā mašīnai viņam nav.

§ 234. Thomson'a efekts. Benedicks'a efekts. Ja pag. § uzņemto termodinamisko Peltier efekta bildi attīsta tālāk, tad jānāk pie slēdziena, kas nesaskan ar novērojumu. Kā rādīts I, § 161. katrā reversiblā siltuma mašīnā — un tāda ir Peltier „mašīna“ — ir vietā attiecība

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

kur Q_1 ir pie absolūtās temperatūras T_1 uzņemtais un Q_2 pie temperatūras T_2 atdotais siltums. Q_1 un Q_2 lai būtu Peltier efektā vienas elektrības daudzuma vienības radītais, resp. uzņemtais siltums. Tad šai elektrības vienībai vienreiz strāvas riņķī apejot mehaniskā darbā ir pārgājis

$$Q = Q_1 - Q_2 = \frac{T_2 - T_1}{T_1} \cdot Q_1$$

siltuma vienību, t. i.

$$W = JQ$$

darba vienību, ja J ir mehaniskais siltuma ekvivalents. Bet šo pašu, darbu izteic arī ķēdē valdošais elektrodzīneja spēks E , jo viņš ir tas, kas elektrības vienību pa ķēdi dzen. Tapēc $E = W$, jeb

$$E = J \frac{Q}{T_1} (T_2 - T_1).$$

No ta redzam, ka pie $T_1 = \text{const}$, termoelektriskai potenciālu dife-

rencei ir jābūt tieši temperatūru diferencei proporcionālai. Bet kā rādīts aizpagājušā §, tas tā nav, jo katram termopārim viņa pot. dif. no sākuma pieaug, tad sasniedz maksimumu un pēc tam atkal pazeminās. Tā tad te ir nesaskaņa starp faktu un teoriju.

Tas veda W. Thomson'u (lordu Kelvinu) uz domāni, ka termokēdē elektrodzineja spēka radītājs Peltier efekts rodas ne tikai abu metālu kontaktu vietās, bet arī pašos metālos. Eksperimentālā ceļā šo savu domu pārbaudot, viņš to tiešām arī atrada. Izrādījās, ka ja kautkāda metāla kādā vietā rodas krass temperatūras kritiens, tad strāvai pa metālu plūstot šinī vietā siltums rodas vaj pazūd, kas atkarojas no strāvas virziena un ņemtā metāla. Tā, piem., vaļa drāti strāvai pret temperatūras kritumu ejot, siltums rodas, dzelzs drāti, turpreti, pazūd. Šo parādību sauc Thomson'a efektu.

Thomson'a efekta izprašanai varam iedomāties, ka līdzīgas temperatūras maiņai kādā metālā mainās viņa iekšējā struktūra. Tad temperatūras krituma vietu mēs varam uzskatīt kā divu dažādu metālu kontaktu, kas dod savu kontakta potenciālu diferenci. Strāvai cauri ejot te rodas Peltier efekts.

Nekādu Thomson'a efektu nedod sviests, no ka spriežam, ka viņa iekšējā struktūra ar temperatūru nemainās. Aiz ša iemesla sviestu ņem kā normālsabstanci pārejo metālu termoelektrisko īpašību salīdzināšanai (§ 231).

Attīstot tālak Thomson'a domu, var sagaidīt, ka kādā homogēnā vadā vienpusīgu nesimmetrisku temperatūras kritumu radot, viņā rāsies arī potenciālu kritums, resp. elektriskā strāva. Šis efekts tad būtu Thomson'a efekta inversija, tāpat kā Seebeck'a efekts ir Peltier efekta inversija. Šādu efektu dzīvsudrabā ir izdevies novērot Benedicks'a m. Vaj arī citos metālos viņš ir atrodams, vēl nav noskaidrots.

Stacionarais magnetiskais lauks.

§ 235. Dabiskie un mākslīgie magnēti. Magnetiskā indukcija. Līdzšīņējos §§ bija runa galvenā kārtā par tām parādībām, kurās strāvai pa vadu tekot norisinas pašā vadā. Tā isumā bija stāstīts par vadišanas, resp. pretestības mehānismu un tiem iespaidiem, no kuriem šis mehānisms mainās, tad par vadā attīstīto siltumu, par potenciālu diferencēm, kurās rodas diviem dažādiem vadītājiem saskāroties, etc. Tam blakus bija rādīts, kā šīs parādības cilvece izlieto savas dzīves tehniskam progresam. Bet jau turpat, § 214, bija stāstīts, ka

ari ap vadu, tā tad ārpus strāvas ceļa, sastopamas zinamas parādības, kuŗu sākums sakrīt ar strāvas izcelšanos un kuŗas izzūd viņai izbeidzoties. Tāda parādība bija arī Oersted'a eksperimentā rādītā: ap katru strāvas vadu novērojami zināmi mehāniski spēki, kas novērš magnētadatu no viņas dabiskā ziemeļ-dienvidus virziena.

Tāliekie novērojumi uzrāda ļoti daudz arī citu gadījumu, kas liecina par mehānisku spēku esamību ap strāvu. Iesākdamiem pie paša strāvas vada, šie spēki sniedzas arī tālak apkārtejā telpā, radot ap vadu dinamisku lauku. Šo lauku sauc magnetiskolauku, tos spēkus, kas viņā darbojas — magnetiskos spēkus.

Magnetiskais lauks eksistē ap katru strāvu — lai tā plūstu cietā vielā, šķidrumā vai gāzē. Viņš ir plūstošas elektrības spēka lauks un kā tāds pilnīgi atšķiras no mierā esošas elektrības elektrostātiskā lauka. Magnetiskā lauka īpašību pētīšana ir bijusi reti bagāta ar sasniegumiem. Te pietiek minēt, ka visas mūsu modernās elektriskās mašīnas dzen ap strāvu esošais magnetiskais lauks. Var sacīt, ka mūsdienu elektrotehnika ir strāvas magnetiskā lauka tehnika. Bet vēl jo lielāka ir bijusi magnetiskā lauka īpašību pētīšanas teoretiskā nozīme. Faraday's un Maxwell's ir rādījuši, ka saprotot magnetiskā lauka īpašības, mēs rodām izskaidrojumu arī gandrīz bezgalīgam daudzumam dažādu citu dabas parādību. Visskaistākais slēdziens, kāds jeb kādreiz zinātnē ir taisīts, ir Maxwell'a elektro-magnetiskā gaismas teorija, kas met tiltu starp divām itkā gluži svešām pasaulēm — elektrību un magnetismu.

Par visu to būs runa nākošos nodaļījumos. Tāgad kā ievadu apskatīsim to lauku īpašības, kuŗi sastopami jau dabā ap tā saucamiem dabiskiem magnetiem. Gan varetu iebilst, ka dabiskos magnetos nekur nekādas strāvas nav redzamas un novērojamas. Tomēr tas tā ir tikai šķietami. Kā redzesim vēlāk (§ 259.), arī dabisko magnetu lauka cēlonis ir strāvas, tā saucamās molekularās strāvas — strāvas ap molekulu, tā tad ar molekulu dimensijām un tapēc ar mūsu rupjiem līdzekļiem nekonstatējamas.

Gan dabisko magnetu lauki pēc savas būtības ir komplicētāki par vienas pašas, piem., lineāras strāvas lauku. Bet ja tomēr mēs magnetisko parādību apskatu iesākam ar viņiem, tad galvenā kārtā tapēc, ka viņi ir ļoti stacionāri jeb statiski, lielā mērā neatkarīgi no molekularo strāvu režīmā maiņas. Tapēc, ja neiet runa par būtību, bet tikai par magnetiskā lauka vispārīgām īpašībām, tad šo īpašību aprakstam un vajadzīgās nomenklaturas ilustrēšanai viņi noderīgi, jo vairāk tapēc, ka viņi ir vairāk pazīstami un ar tiem parocīgāki eksperimentēt.

Dabiskie magneti bija pazīstami jau sirmā senatnē (Magnezijā, Lidijā). Viņu ir diezgan daudz; te pieder dažādas dzelzs rudas, tad kobalta, nikelja, chroma un cezija rudas. Sevišķi stipras magnetiskas īpašības piemīt dzelzs rudaī — tā saucamajam magnetitam ar saturu FeO . Fe_2O_3 , tad mineralam $6 FeS.Fe_2S_3$. Šie rudas gabali darbojas uz magnetadatu, pievelk dzelzs priekšmetus, pievelk vaj atgrūž viens otru. Ja magnetita gabalu ieliek smalkās dzelzs skaidās vaj naglu gubā, skaidas un naglas viņam pielip (zīm. 117). Te parādas magnetita maģnetiskā lauka resp., viņa spēku darbība.

Šajos vienkāršos eksperimentos ar dabiskiem magnetiēm novērojami divi interesanti fakti. Ja rudas gabalam ir kautkāda irregulāra forma, viņš ar dzelzs skaidam visvairāk aplīp savos asumos. Otrkārt, skaidas un naglas viņam pieķeras gaŗās bārkstās. Tas liecina, ka magnetiskās īpašības iegūst arī ta skaida, resp. nagla, kuŗa pirmā magnetam ir piķērusies, jo ar savu otro galu viņa pievelk un notur otro naglu, ta nākošo u. t. t. Tā te rodas iespaids, itkā magnetiskās īpašības, tāpat kā elektriskās, pāriet no viena ķermeņa uz otru, viņiem tieši saskaŗoties. Bet nav grūti parliecināties, ka te līdzība ir tikai āreja; kad naglu no magneta atrauj, viņas magnetiskās īpašības pazūd. Ši atšķirība izskaidrojama ar to, ka elektrībai ir substanciels raksturs, magnetisko īpašību un spēku cēlonim — ta sauktam magnetismam, turpreti, ne. Diviem ķermeņiem saskaŗoties, elektrība var pāriet no viena uz otru. Tas notiek pat tad, kad starp viņiem arī nav cieša kontakta (sal. piem. § 198). Te elektrība kā substance tiešām pāriet, plūst no viena ķermeņa uz otru, resp. no vienas vietas uz otru. Un tas tapēc, ka viņa ir primāra, pati no mūŗības eksistējosa, ne no ka neatkarīga. „Magnetisms“, turpreti, ir sekundāras dabas; viņš ir elektrības pārvietošanās sekas. Viņam nav neka substanciela, viņš ir atkarīgs no viņu radošo strāvu atrašanās vietas; tapēc viņš pats no sevis pārvietoties nevar. Tapēc var runāt par elektrības vadišanu un viņas vaditajiem; bet nekur nav magnetisma vadišanas un tapēc nav arī magnetisma vaditaju. Ši ir raksturīgākā atšķirība starp tiem diviem dabas agentiem. kuŗus agrākā fizika kā līdzvērtīgus, neatkarīgi eksistējošus, lika blakus — elektrību un magnetismu. Kā redzam, viņa ir dziļi ejoša un principiela.



Zīm. 117.
Magnets
skaidās.

Bet magnetam pieķērusies, dzelzs nagla tomēr magnetiskas īpašības iegūst. Kur ir ta cēlonis? Nav grūti redzēt, ka te mums ir darīšana ar parādību, kas analoģiska elektrostatiskai indukcijai — magnetisko indukciju: nagla, nonākusi magnetiskā laukā, pati

iegūst magneta īpašības. Šis pēdejās pazūd, kad aizvāc inducējošo magnētu. Kā tiešam te ir indukcija un ne magnetisma pāreja no magneta uz naglu, redzams no tā, ka adatai magnetiskās īpašības rodas arī tad, ja viņa atrodas pat tikai magneta tuvumā — nemaz tam nepieskardamās.

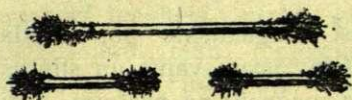
Magnetostatiskā indukcija novērojama ne tikai dzelzī, bet arī *Co*, *Ni* un citos metālos, kaut gan daudz vājāki kā pirmā. Dzelzī visas magnetiskās īpašības parādas jo sevišķi stipri, tapēc arī visos magnetiskos eksperimentos parasti lieto viņu. Bet tomēr jauzveļ, ka lielākā vaj mazākā mērā magnetiskas ir visas vielas, kā cietas, tā šķidrās, tā gazejadās (§ 256).

Ja dzelzs ir mīksta un tīra, viņā „inducētais magnetisms“ tūlīt pazūd, kolīdz pazūd inducējošais magnēts. Dzelzs gabals magnetiskā laukā, kā saka, ir temporārs jeb pārejošs magnēts. Ne tā tas ir, ja dzelzs nav tīrs, sevišķi ja viņai ir oglekļa piemaisījums, resp. ja viņa ir cieta. Tad viņā arī pēc inducējošā magneta aizvākšanas magnetiskās īpašības paliek. Sevišķi stiprs šāds paliekošs magnetisms novērojams tēraudā. Tērauda stienis, novietots magnetiskā laukā, vai pielikts klāt magnetīta gabalam, iegūst magnetiskas īpašības un piepatur viņas arī vēlāk. Saka, ka tērauda magnetisms ir permaents magnetisms.

Šo tērauda īpašību, — reizi iegūtās magnetiskās īpašības piepaturēt arī vēlāk, plaši izlieto, izgatavojot mākslīgus magnetus. Parasti viņiem dod taisna stieņa vai pakava veidu, kāpēc runā par stieņa un pakava magnetiem. Še paiesim gaļam dažādiem šo magnētu magnetizēšanas paņēmieniem; minesim tik, ka lai tērauds ātrāk un stiprāk magnetizētos, viņā pa magnetizēšanas laiku ir nodevīgi radīt satricinājumus, piem., viņam piedauzot. Ta izkaidrojums meklējams faktā, ka vielas (dzelzs) magnetizēšana stāv sakarā ar molekulu pagriešanos (§ 259).

§ 236. Poli. Magnētu savstarpejā darbība. Ar mākslīgiem tērauda magnetiem daudzas magnetiskās parādības ir novērojamas un pētāmas parocīgāk nekā ar dabiskiem magnetiem. Starp citu, ar gaļu tērauda magnētu jo labi novērot pag. § minēto faktu, ka dzelzs skaidas magnetam pielīp nevienmērīgi no visām pusēm, bet gan jo sevišķi stipri dažās vietās. Zīm. 118. dod dzelzs skaidās ielikta magnetiska stieņa attēlu. Ka redzam, te skaidas tam pieķērušās sevišķi daudz viņa galu tuvumā, vidū, turpreti, viņu gandrīz nemaz nav. Tas rāda, ka tas „magnetisms“, kas stienim viņa magnetiskās īpašības piedod, ir koncentrēts galvenā kārtā viņa galos. Šis magnetisma koncentrācijas vietas sauc magnēta polus.

Katram magnetam ir tikai divi poli — vaj viņš ir stienā vaj citā kādā veidā. Bet arī vienmēr divi. Tas redzams no pazīstamā



Zīm. 118.
Magneta poli.

eksperimenta, ka salaužot kādu magnētu 2, 3, u. t. t. gabalos, mēs katru gabalu dabūjam atkal ar diviem poliem. No tā redzam, ka magnetiskie poli ir nešķījami, ka viņi vienmēr rodas un zūd reizē.

Ja polus definē kā tās vietas magneta galu tuvumā, no kuņām nāk vislielākā magnetiskā mehāniskā darbība, tad izšķirības starp viņiem nekādas mēs neredzam. Bet nu abi poli tomēr vienādi nav. Tas spriežams pēc tās noteiktās orientācijas, kādu pieņem katrs brīvi iekārts vaj citādi kā brīvi iestiprināts magnēts, piem. magnetiskā adāta: noteiktu dienvidus — ziemeļu virzienu. Ja viņa gali ir kautkā atzīmēti, piem., dažādi nokrāsoti, tad redzam, ka kāds noteikts viņa gals ir vienmēr un katrreiz vērsts uz vienu un to pašu, piem., ziemeļu pusi. Magnētu var izkustināt no viņa līdzsvara stāvokļa, uz vienu vai otru pusi pagriezt, bet vienmēr viņš atgriežas agrākā stāvoklī, ar noteiktu polu noteiktā virzienā. Tas rāda polu dažādību: viens no viņiem cenšas nostāties tuvāk dienvidiem, otrs ziemeļiem. Tāpēc vienu sauc par dienvid — otru par ziemeļpolu.

Vēl jo labāki šī magneta polu izšķirība redzama, ja salīdzina viņu iespaidu uz vienu un to pašu trešo polu, t. i. ja ņem vērā magnetisko polu savstarpējo darbību. Ka tāda starp poliem pastāv, uz to norāda magnētu pievilksnās. Kā trešo polu var ņemt kādu kāda jo labi gaŗa, diegā iekārta magneta polu, piem., to, kas rāda uz ziemeļiem. Ja tādām, tuvinām pētāmo magnētu tad redzam, ka viens tā gals gaŗā magneta polu pievelk, otru atgrūž. Pievelk viņu tas magneta gals, kuŗā ir tā dienvidus pols, atgrūž tas, kuŗā ir tā ziemeļpols. Tā tad, šē parādības norisinās līdzīgi elektriskām parādībām: vienāda nosaukuma magnetiskie poli atgrūžas, nevienāda nosaukuma poli pievelkas.

Šie novērojumi norāda uz abu polu preteju magnetisku darbību. Tas liek domāt, ka preteji pēc savas būtības ir arī tie cēloņi, kas magnetam viņa magnetiskās īpašības piedod — viņu magnetismi. Aiz šī iemesla vienu no viņiem var apzīmēt kā pozitīvu, otru kā negatīvu. Parasti par pozitīvo nosauc ziemeļu, par negatīvo dienvidu — magnetismu.

Polu vieta magnetā nav pilnīgi noteikta; dažādu apstākļu dēļ viņi magnetā var pārvietoties. Viņu atrašanās vieta ir atkarīga arī no magnetizēšanas veida. Ir iespējams pat dabūt magnētu ar vairākiem

poliem, bet vienmēr viņā ir tik pat pozitīvu, cik negatīvu polu. Ari no magneta dimensijam, galvenā kārtā tievuma, polu atrašanās vieta ir atkarīga.

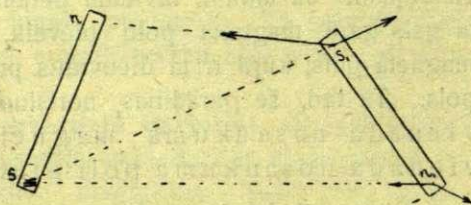
§ 237. Coulomb'a likums. Ne visi magnetiskie poli izrāda vienada lieluma mehānisko darbību: mēs pazīstam vājus un stiprus magnetus. Daži no viņiem tiktikko uzrāda magnetisma pazīmes, daži atkal ceļ smagus priekšmetus. Šo faktu saista ar jēdzienu par magneta polu stiprumu, resp. „magnetisma daudzumu“. No tā tad redzams, ka ja magnetiskās parādības grib precīzi aprakstīt un šīni aprakstā lietot skaitliskus sakarus, jāprot magnetu polu stiprumi savā starpā salīdzināt un mērot.

Visvienkāršākais ceļš te būtu — izgatavot kādu permanentu, piem., laba tērauda magnētu ar noteiktām īpašībām un tad viņa polu stiprumu pieņemt kā standartu, visus pārējos ar to salīdzinot. Bet nu neviens — arī vispermanentākais — magnēts nav pilnīgi pastāvīgs. Kaut varbūt arī maz, bet tomēr katrs magnēts ar laiku maina savas īpašības. Tam ir vairāk iemeslu: temperatūras maiņa, metāla (tērauda) iekšējās struktūras maiņa, kas saistīta ar pastāvīgi metalā notiekošiem pārkristalizēšanās procesiem, resp. sastricinājumiem u. t. t. Tapēc magnetisma standarts ar vajadzīgo precizitāti nav dabūjams, un magnetu polus salīdzinot jāņem palīgā viņu mehāniskās darbības, resp. divu to savstarpējās atrakcijas vai repulsijas.

Tomēr arī te ceļā stājas grūtības. Visievērojamākā no tām ir tas fakts, ka magneta magnetismi ir nešķīrāmi un ka tapēc nav iespējams dabūt kādu polu brīvu no otra: viņa darbību vienmēr iespaidos arī otrais pols. Tas saprotams skatoties zīm. 119.

Ja mēs meklejam s un n_1 savstarpējo pievilkšanos, tad redzam, ka uz pēdejo ir iespaids arī poliem n un s_1 : katrs no tiem iespaido otra magneta abus polus, viena darbību pastiprinādam, otra vājinādam. Tā kā šie

iespaidi ir pilnīgi atkarīgi no abu magnetu acumirkīgās dizpozīcijas, tad viņi ir ļoti komplicēti un maz kontrolējami. Bet praksē šai grūtībai top pāri ņemot pēc iespējas garus magnetus, piem., tērauda drāti. Tad viņu poli ir tālu viens no otra, un zīm. 119. gadījumā poli n un s_1 maz iespaidos s un n_1 atrakciju.



Zīm. 119.
Polu iespaidošanās.

Magnetisko polu savstarpejo mechanisko iespaidu kā pirmais ir mērojis Coulomb's ar savu § 191. aprakstīto un zīm. 7. attēloto aparātu. Šīnī gadījumā horizontālā stieņa vietā ir horizontāli iekārts tievs un gašs magnets, stieņa *am* vietā ir otrs (vertikāls) magnets. Polu pievilksanos, resp. repulsiju kompensē ar diega savērpšanu. Zinot diega vērpes momentu, var aprēķināt polu atrakciju, vaj arī, ņemot dažādu polus un dažādos atstātumos, ar attiecīgo torziju leņķu attiecību var dabūt polu savstarpejā iespaيدا izteiksmi. Tā rīkojoties Coulomb's dabū likumu, kurš formeli ir vienāds ar elektrostatikas, arī viņa vārdā pazīstamo likumu (§ 191): ja *F* ir mekletais spēks starp poliem, *m*₁ un *m*₂ polu stiprumi un *r* — atstātums starp viņiem, tad, ja abi poli ir gaisā, pareizāki — vakuumā —

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

Te *c* ir proporcionalitātes faktors, kas atkarīgs no lietotām mēru vienībām.

Šis sakars starp polu stiprumiem, viņu mechanisko darbību un atstātumu var noderēt pirmo definīcijai. Liekot *c* = 1, dabūjam

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

Ja *F* mērosim dinos, *r* — centimetros un eksperimentu ierīkosim tā, lai *m*₁ = *m*₂ = *m*, tad pie *r* = 1, *m* = \sqrt{F} . Tā redzam, ka par pola stipruma vienību varam ņemt tādu polu, kurš uz tik pat lielu (stipru), 1 *cm* atstātumā novietotu otru polu, darbojas ar *F* dinu lielu spēku. Šādu vienību arī lieto un ievērojamajam magnetisma pētniekam Gauss'am pa godu sauc gaušu.

Coulomb'a formula dod polu stipruma dimensiju:

$$[m] = [r] [\sqrt{F}].$$

CGS — sistēmā tas ir

$$[m] = cm^{\frac{3}{2}} gr^{\frac{1}{2}} sec^{-1}.$$

Mēru sistemu, kuŗas pamatā likta šī definīcija, sauc absolūto magnetisko sistemu; viņu uz priekšu sāisināti apzīmesim *E. M. S.*

Polu stiprums (magnetisms) var būt pozitīvs un negatīvs. No Coulomb'a likuma izteiksmes redzams, kā jātulko divu polu savstarpejā darbība: *F* ir pozitīvs, ja abi *m* ir ar vienādām zīmēm. Tā tad pozitīvs magnetiskais spēks nozīmē repulsiju, negatīvs — atrakciju.

Coulomb'a likums ir empirisks likums. Tāpat kā elektrostatikā, arī te viņš ir magnetiskā lauka visraksturīgākā pazīme, galvenā kār-

tā savas atstātuma kvadrātam pretejas proporcionalitātes dēļ. Tā kā uz šīs viņa īpašības būvejas visa magnetisma teorija, tad ir no svara arī citādi viņa pareizību pārbaudīt. § 240. būs rādīts, kādu jo precīzu ceļu te ir gājis Gauss's.

§ 238. Magnetiskais lauks. Intensitāte. Spēka līnijas. Magnetiskais lauks ir tā telpa ap magnetu, kurā darbojas magnetiskie spēki. Tapēc pētot magnetisko lauku, jāmēro katrā tā punktā magnetiskie spēki. Bet nu šie pēdejie ir tīri magnetiskas dabas. Viņu būtība mums ir nezināma un viņi paši mērošanai nesusniedzami. Aiz šā iemesla viņu vietā mēs ņemam tiem proporcionalos mehaniskos spēkus, kāds ir arī pag. § aprakstītais Coulomb'a spēks. Izmērojot šo pēdejo kurā katrā lauka punktā, dabūjam pilnīgu lauka bildi.

Magnetiskā lauka radītājs, tā sakot viņa avots ir kāds „magnetisms m “. Ja šāda m laukā, atstātumā r no viņa novieto kādu otru „magnetismu m_1 “, uz pēdejo tūlīn iesāk darboties Coulomb'a spēks $F = \frac{mm_1}{r^2}$, kurš ir jo lielāks, jo, starp citu, lielāks ir m . Otrādi — pie noteikta m , spēks F ir jo lielāks, jo lielāks ir m_1 . Magnetiskā laukā par viņa mēru ņem to spēku, kas darbojas uz vienības polu ($m_1 = 1$). Apzīmējot šo spēku ar H , dabūjam

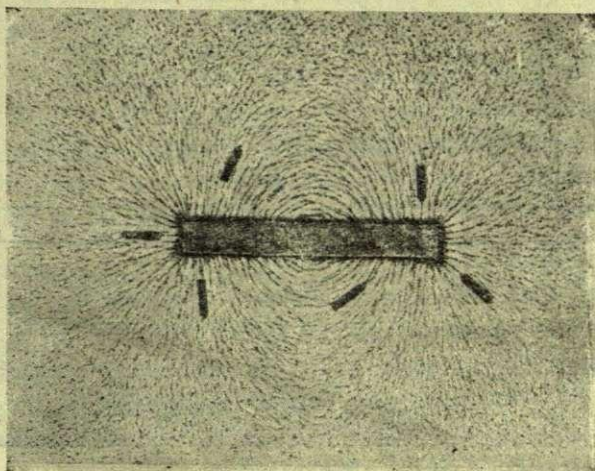
$$H = \frac{F}{m_1} = \frac{m}{r^2}.$$

H mēro lauka intensitāti tajā punktā, kur m_1 atrodas. Tāpat kā F , arī H ir vektors, kas raksturots ar divam pazīmem: skaitlisko vērtību un virzienu.

Magnetiskā lauka intensitātes virzienu var atrast ņemot palīgā mazu magnetadatu: viņas virziens norādis magnetisko spēku virzienu domātā lauka punktā. Vēl jo pilnīgāki tas sasniedzams, ja ņem daudz šādas adatas. Magnetiskā lauka dažādās vietās novietotas, viņas dos šo vietu spēku virzienus; tā lauks būs pilnīgi raksturots.

Šādu mazu adatu lomu var izpildīt arī jebkuņi mazi nemagnetiskas dzelzs gabaliņi, piem., sīkas dzelzs skaidiņas. Nolikta magneta tuvumā, skaidiņas top par temporāriem magnetiņiem un tapēc nostājas tā, kā to prasa lauka intensitātes virziens. Praktiski šis eksperiments realizējams, noliekot kādu magnetu zem papes vai stikla plates gabala un tad uz pēdejo, pastāvīgi viņam piedauzot, berot virsū mīksta dzelzs skaidas. Zīm. 120. dod šādu skaidu bildi ap gaŗu magneta stieni. Viņā skaidas novietojušās pa nepārtrauktām līnijām,

kuŗas iziet no viena un beidzas otrā polā. Tā tad arī te var runāt par magnetiskā lauka spēka līnijām, un ar tādu pašu tiesību, kā to



Zīm. 120.

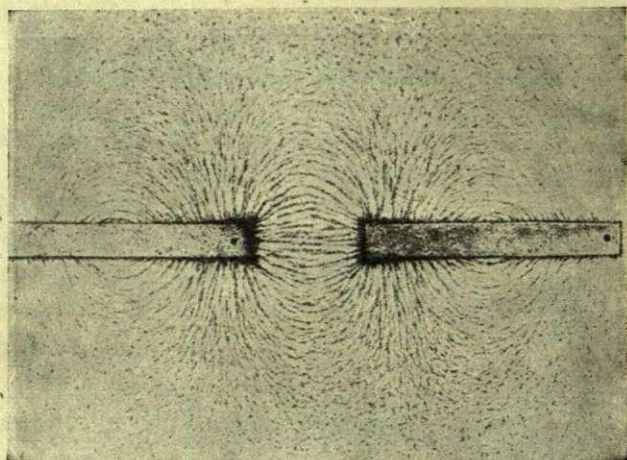
Magneta spēka līnijas.

darijām elektrostatikā, runājot par elektriskām spēka līnijām. Arī magnetiskām spēka līnijām ir sākums un gals; magnetiskais spēks ir šīm līnijām tangenciāls.

Sakarā ar šo eksperimentu atzīmējama lauka īpašība spiesties cauri papīram, resp. stiklam. Tas pats būtu noticis, ja to vietā būtu bijis ņemts cits kāds „nemagnetisks“ materiāls — koks, kaučuks, misiņš, alumīnijs. Raksturīgs visos šajos gadījumos nu ir tas, ka dabūtā skaidu bilde ir no ņemtā materiāla neatkarīga — vaj skaidas beŗ uz papī, misiņa, ebonīta vaj citu kādu plati — visos gadījumos bilde ir tāda, kādu to rāda zīm. 120. Šis fakts, kopā ar to, ka kāda magneta iespaids uz magnetadatu ir neatkarīgs no tā, kāds (nemagnetisks) ķermenis ir starp viņiem, apgāŗ varbūteju iebildumu, ka zīmējuma 120. skaidu bilde neattēlo patiesīgo, bet varbūt starpvielas deformēto magnetisko lauku. Tas dod iespēju plaši lietot šīs bildes magnetisko lauku pētīšanā.

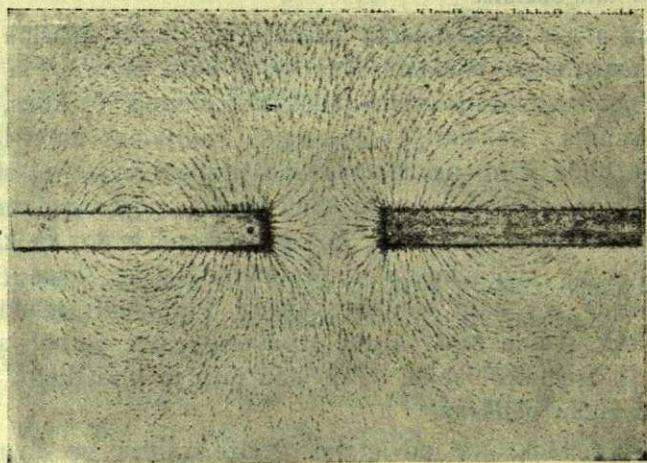
Zīm. 121. rāda, kā novietojas dzelzs skaidas ap divu magnetu pretejiem poliem, zīm. 122. — ap vienādiem. Pirmā gadījumā spēka līnijas iet no viena polu uz otru. Līnijas te itkā cenŗas sarauties, līdz ar to itkā saspīesties cieŗaki kopā. Iespaids te tāds, itkā abi poli būtu saistīti iestieptiem elastīgiem diegiem, kas viņus cenŗas vienu otram tuvināt. Otrā gadījumā aplūkojot, iespaids ir gluŗi pretejs. Te

linijas bēg viena no otras. Starp poliem nav nekādu tiltu; viņi, atbalstīdamies uz savām līnijām kā izplestām spurām, cenšas viens no



Zīm. 121.
Preteju polu lauks.

otra atgrūsties. Tā redzam, ka patiesībā novērojamie atrakcijas un repulsijas fakti arī spēku līniju bildēs dabū savu izteiksmi. Tā tad arī šinī ziņā starp elektrostātisko un magnetisko lauku ir liela analogija.



Zīm. 122.
Vienādu polu lauks.

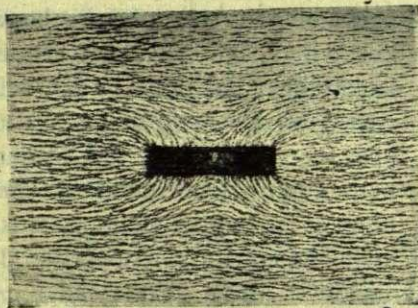
Turoties arī magnetisko parādību izpratnē pie *actio in distans* neiespējamības viedokļa, mēs magnetiskā spēka līnijas varam uzlūkot kā

virzienus, kuŗos izteicas vidutāja — etera deformācijas. Šis deformācijas rodas ap kuŗu katru magnetismu. Bet kā jau minēts šī nodalījuma sākumā, magnetiskais lauks ir plūstošas elektrības spēka lauks. Tā redzam, ka dīvejada veida deformācijas ir eterī iespējamās: kā elektriskais un magnetiskais lauks.

Spēka līnijas magnetiskā laukā rāda magnetiskā spēka, resp. intensitātes virzienu. Tapēc arī viņām pašām piemīt noteikts virziens. Ir pieņemts ziemeļa (pozitīvo) magnetismu uzskatīt par līniju sākumu, dienvidus magnetismu (negatīvo) par līniju galu. Tapēc spēka līniju pozitīvais virziens ir no ziemeļ-magnetpola uz dienvidpolu.

Magnetiskais lauks, kuŗā visos punktos intensitāte ir viena un tā pati, ir *h o m o g e n s* lauks. Spēka līniju modelī šāda lauka īpašības ir izteiktas ar to, ka viņā līnijas viscaur ir paralelas. Šāds gandrīz homogēns lauks ir redzams zīm. 121. starp pašiem magnetu galiem. Ļoti homogēns ir lauks starp pakava magneta poliem — viņa spēka līnijas ir paralelas.

Še būs vietā minēt par tām deformācijām, kuŗas rodas magnetiskā laukā, tur kādu vielas gabalu novietojot. Tuvāki to apskatīsim § 255. u. nāk., kad būs runa par vielas magnetiskām īpašībām vispārī.



Zīm. 123.
Dzelzs homogēnā laukā.

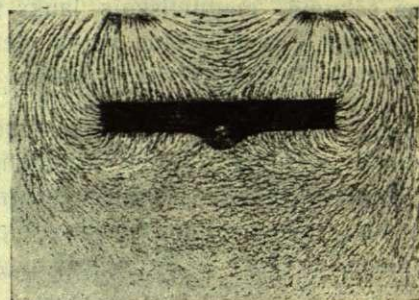
Zīm. 123. rāda, kā deformejas homogēns magnetiskais lauks, kad viņā novieto mīksta dzelzs gabalu, un zīm. 124. — pakava magneta laukā radītās deformācijas. Kā redzams, abos gadījumos spēka līniju virziens mainās, līnijas itkā koncentrējas dzelzī, viņas vairāk iet pa dzelzi kā pa apkārtejo gaisu. Te iespaids ir tāds, itkā tās etera deformācijas, ko mēs saucam par magnetiskām spēka līnijām, vieglāk rodas dzelzī,

nekā gaisā. Sevišķi interesants ir zīm. 124., kur redzami spēcīgi virpuļi ap dzelzs gabalu.

Interesants ir arī zīm. 125., kuŗš dabūts novietojot homogēnā laukā noslēgtu nelielu dzelzs gredzenu. No viņa redzams, ka apkārtejas spēku līnijas, kā no ārpusē tā arī iekšpusē spiežas gredzenā, kapēc tā vidū paliek no viņām tukšs: te skaidas palikušas pilnīgi neorientētas.

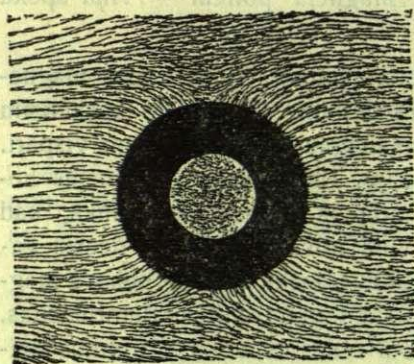
Šo dzelzs īpašību — koncentret sevī magnetiskās spēka līnijas, izlieto tur, kur kāds magnetiskais aparāts vaj kāda vieta daļa jāpasargā no ārējiem magnetiskiem iespaidiem: aparātu novieto noslēgtā dzelzs traukā ar biežām sienām. Tad visas no ārēnes nākošās spēka līnijas iet pa trauka sienām, vieta iekšieni neiespaidodamas. Te dzelzs kalpo kā magnetisma aizsargs.

Citādi tas ir nemagnetiskos materiālos — vaļā, misiņā, aluminiņā. Viņos spēka līnijas rodas grūtāk kā apkārtejā gaisā. Ta- pēc arī šiem materiāliem nekādu



Zīm. 124.

¶ Dzelzs pakava magneta laukā.



Zīm. 125.

Dzelzs kā aizsargs.

lauka avots ir pols m un ja N ir vieta doto līniju skaits, tad r cm atstātumā no vieta viltas sferas laukuma vienībai iet cauri

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

līniju. Bet ta ir tānī pašā laikā lauka intensitātes skaitliskā vērtība

$H = \frac{m}{r^2}$. Tapēc

$$\frac{N}{4\pi r^2} = \frac{m}{r^2},$$

no kurienes

$$N = 4\pi m.$$

aizsargu īpašību nav. Tuvaki par visu to skat. § 255.

Ari magnetiskā lauka intensitāti var ar vieta spēka līnijām raksturot. Viegli ir saprast — un to rāda arī novērojumi, — ka lauks ir intensīvaks tur, kur spēka līnijas stāv ciešāki kopā, kur vietas iet blīvāki. Tapēc lauka intensitāti kādā vieta vietā var mērot arī ar to līniju skaitu, kas iet cauri šīnī vietā līnijām perpendikulāri nostādītam cm^2 . Līdz ar to tad ir definēts lauka avota dotais līniju kopskaits. Ja

§ 239. Magnetiskā lauka potenciāls. Magnetiskā lauka intensitātes pretežā proporcionalitāte atstātuma kvadrātam izteic vēl vienu raksturīgu viņa īpašību: katrā ta punktā var uzrādīt lielumu V , kas mēro to darbu, kurš jāpatērē jeb kuŗu iegūst, pārvietojot vienu magnetisma vienību no bezgalīga attāluma līdz domātam punktam. Šis lielums V ir magnetiskā lauka potenciāls.

Domājot par elektriskā un magnetiskā lauka lielo ārejo analogiju, var paredzēt, ka arī magnetiskā laukā šis darbs būs no noietā ceļa neatkarīgs, un ka tapēc pa noslēgtu līniju ņemts viņš būs 0. Visi šini virzienā izdarītie eksperimenti to arī apstiprina. Tapēc arī magnetiskā laukā viņa intensitāti var uzlūkot kā potenciāla gradientu domātā punktā un likt

$$H = - \frac{dV}{dn}.$$

Tas tad dod

$$V = \frac{m}{r},$$

ja m ir lauka avots.

Magnetiskā potenciāla jēdziens ir mazāk lietots kā elektriskā potenciāla jēdziens. Tas vedams sakarā ar to, ka magnetiskām parādībām trūkst, tā sakot, vispopulārākās viņu daļas — magnetiskās strāvas (§ 235.) Tādu nav, jo abi magnetismi ir nešķījami un tapēc nav arī magnetisma vadītāju. Un katrā strāva nu ir potenciālu izlīdzināšanās. Otrkārt, aiz ša paša magnetismu nešķījamības iemesla, magnetiskā potenciāla aprēķināšana ir grūtāka jeb vismaz komplicētāka, jo te viņu nosaka abi magnetismi uz reizi. Tapēc te aplūkosim tikai dažus visvienkāršākos gadījumus.

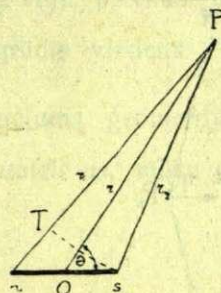
Vispirms meklēsim kādā ļoti īsīnā magneta ns potenciālu kādā ļoti attālā punktā P (zīm. 126.). Nosauksim magneta garumu ar l , viņa polu magnetisma daudzumus ar $+m$ un $-m$. Tad lielumu

$$M = ml$$

sauc par magneta ns magnetisko momentu. Meklētais potenciāls punktā P būs divu polu dots. Ja liksim $nP = r_1$ un $sP = r_2$, tad

$$V = \frac{m}{r_1} - \frac{m}{r_2} = m \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}.$$

Nosauksim ar r līnijas OP garumu un ar θ leņķi starp viņu un magneta asi. Velkot loku sT kā zīmējumā, redzam, ka $r_2 - r_1 = nT$. Bet ja r ,



Zīm. 126.

Magneta potenciāls.

r_1 un r_2 , salīdzinot ar $ns = l$, ir ļoti lieli, tad bez lielas kļūdas figuru sTn varam uzlūkot kā trīsstūri ar taisnu leņķi pie T un $\angle Tns = \theta$, un likt $nT = l \cos \theta$. Ari r_1 un r_2 no r necik manami tādā gadījumā neatšķirsies. Tapēc liksim $r_1 r_2 = r^2$; tad

$$V = \frac{ml \cos \theta}{r^2} = \frac{M \cos \theta}{r^2}.$$

Atzīmesim te divus gadījumus. Vispirms to, kad $\theta = 0$ (zīm. 127. punkts P_1). Tad $\cos \theta = 1$ un

$$V = \frac{M}{r^2}.$$

Lauka intensitate punktā P_1 šinī gadījumā ir

$$H = \frac{2M}{r^3}.$$

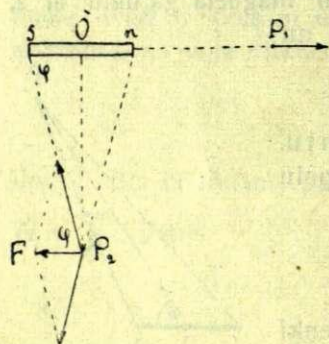
Otram gadījumam ņemsim $\theta = \frac{\pi}{2}$ (zīm. 127., punkts P_2). Tad $\cos \theta = 0$ un līdz ar to

$$V = 0.$$

Lauka intensitate šinī gadījumā ir

$$H = \frac{M}{r^3}.$$

Abiem šiem gadījumiem ir svarīga praktiska nozīme, jo uz viņiem dibinājās Gauss's, pierāddams, ka magnetiskā laukā tiešam ir vietā Coulomb'a likums ar savu atstātuma kvadrātam pretejo proporcionalitāti. Kā redzam no viņu intensitates izteiksmem, pirmā gadījumā intensitate ir divreiz lielāka otrā; to var ērti arī eksperimentāli pārbaudīt (skat. nāk. §).



Zīm. 127.
Gauss'a pozīcijas.

Lauka intensitates izteiksmes var dabūt arī tiešā ceļā, nemaz viņa potenciālu nemeklejojot. ns zīm. 127. ir īss magnēts, O viņa centrs, P_1 un P_2 novērošanas punkti divos perpendikularos virzienos, pie kam $OP_1 = OP_2 = d$. Punktā P_1 , tā sauktā Gauss'a pirmā pozīcijā, pōls $+m$ dod intensitati $= \frac{+m}{nP_2} = \frac{+m}{\left(d - \frac{l}{2}\right)^2}$, pōls $-m$

intensitāti $\frac{-m}{sP^2} = -\frac{m}{\left(d + \frac{l}{2}\right)^2}$. Abi poli kopā dod

$$H_1 = \frac{m}{\left(d - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{m}{\left(d + \frac{l}{2}\right)^2},$$

jo abu intensitatu vektori te guļ uz vienas līnijas. Citādi uzrakstīts tas ir

$$H_1 = \frac{2ml}{\left(d^2 - \frac{l^2}{4}\right)^2} = \frac{2ml}{d^3} \cdot \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{l}{2d}\right)^2\right]^2}.$$

Stūrainās iekāvās ieslēgto lielumu var attīstīt rindā

$$\left[1 - \left(\frac{l}{2d}\right)^2\right]^{-2} = 1 + \frac{l}{2d^2} - \dots,$$

kuŗu $\frac{l}{2d}$ mazuma dēļ var apraut jau ar pirmo locekli. Tad galīgi

$$H_1 = \frac{2ml}{d^3} = 2 \frac{M}{d^3}.$$

Ši izteiksme būs īstenībai jo tuvāki, jo lielāks, samērā ar l , būs d .

Intensitate H_2 punktā P_2 — Gauss' a otrā pozīcijā — arī ir divu intensitatu suma. Pirmo dod pols $+m$ kā $\frac{m}{nP_2^2}$, otro pols $-m$

kā $-\frac{m}{sP_2^2}$. Bet te nu viņas vērstas dažādos virzienos: ja pie P_2

būs novietota pozitīva magnetisma vienība, pols s viņu pievilks virzienā P_2s ar spēka $f = \frac{m}{P_2s^2}$, bet pols n to atgrūdis virzienā P_2n

ar spēku $f = \frac{m}{P_2n^2}$. Kā viegli redzams no zīmējuma ģeometrijas,

abu šo intensitatu kopotne $H_2 = F$ būs vēsta paraleli ns , mūsu gadījumā pa kreisi. Viņas skaitliskā vērtība ir

$$H = 2f \cos \varphi.$$

Liekot $sP_2 = nP = r$,

$$H = 2 \frac{m}{r^2} \cos \varphi.$$

$\angle \varphi = \langle nsP_2 \rangle$, kapēc $\cos \varphi = \frac{l}{2r}$. Ja $OP = d$, tad $r^2 = d^2 + \frac{l^2}{4}$. No ta

$$H = \frac{ml}{\left(d^2 + \frac{l^2}{4}\right)^{\frac{3}{2}}} = \frac{ml}{d^3} \frac{1}{\left(1 + \frac{l^2}{4d^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$$

Ja l , salīdzinot ar $2d$, ir ļoti mazs, kas īsas adatas gadījumā ir vietā, tad $\frac{4d^2}{l^2}$, salīdzinot ar 1, ir vērā neņemams lielums. Tapēc tad

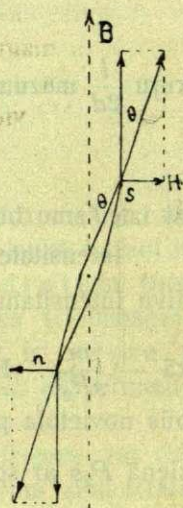
$$H = \frac{ml}{d^3} = \frac{M}{d^3}$$

§ 240. Magnetometrs. Magnetiskā lauka mērošanai un magnetiskos instrumentos vispāri plaši lieto magnetiskās adatas, — mazus, vieglus, stipri magnetizētus stienišus. Kad adata brīvi stāv zemes magnetiskā laukā, viņas ass virzienu nosaka zemes lauka intensitātes virziens: adata stāv zemes magnetiskā lauka meridianā. Ja tagad ap viņu rodas kāds cits lauks, kuŗa intensitāte H nesakrīt ar šo meridianu, piem., ir viņam perpendikulāra, tad ar to adatai tiek pielikts spēka pāris, kas viņu no tās līdzsvara virziena novērš. Ši pāra spēki pielikti adatas poliem; ja polu stiprums ir m , tad šie spēki ir mH un viņu moments ap adatas centru kādā mirkli, kad adata ir novērsusies par θ , ir $mH \cos \theta$ (zīm. 128.). Bet kad adata no meridiaņa novēršas, zemes lauks to griež atpakaļ. Ari šī lauka spēki būs pielikti adatas poliem; ja zemes lauka intensitāte ir B , tad pēdejo skaitliskā vērtība ir mB un viņu moments ap adatas centru $mB \sin \theta$. Kā viegli saprast, adata varēs būt mierā tikai tad, kad šie momenti abi būs vienādi, t. i. kad

$$mH \cos \theta = mB \sin \theta$$

un

$$\frac{H}{B} = \operatorname{tg} \theta.$$



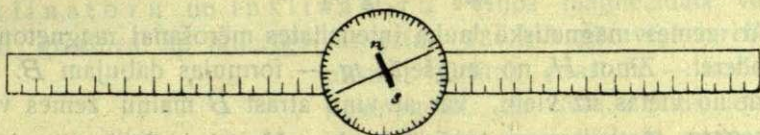
Zīm. 128.

Adata spēka laukā.

Ja B ir konstants, H var mērot ar viņam proporcionālo $\operatorname{tg} \theta$.

Magnetiskā lauka mērošanai lietojamus instrumentus sauc par magnetometriem. Visvienkāršākais šāda magnetometra veids ir rādīts zīm. 129. Tas ir koka, centimetros iedalīts mērogs, kuŗa viduci uz asuma uzlikta vaj citādi kā brīvi savā vidus punktā piestiprināta magnetadata. Adatas novēršanos no magnetiskā meridiaņa var ar va-

jadzīgo precizitāti izmērot, kādam nolūkam zem viņas stāv gradus iedalīta ripa. Adatai piestiprināts tievs, kāda viegla materiāla, piem.,



Zīm. 129.
Magnetometrs.

aluminija rādītājs, jo adatai jābūt īsai (skat. pag. §), kapēc viņa pati kā rādītājs ir maz noderīga. Novietojot pētamo magnetu ns uz mēroga atstātumā r no adatas, izmēro pēdejās novērsanos θ . Zinot B , var dabūt H kuņā katrā magneta ns lauka punktā.

Šādā ceļā dabūtie rezultāti parasti ir kļūdaini. Tam ir vairāk iemeslu. Vispirms adata pret gradu ripu var stāvēt ekscentriski; tas tad jāizslēdz, atskaitot abu adatas galu rādījumus (sk. § 247.) un ņemot viņu aritmetisko videjo. Otrkārt adatas centrs var ar mēroga 0 — iedaļu nesakrist. Tas jāizslēdz pārceļot magnetu ns otrā mēroga galā, tādā pat atstātumā r no adatas centra. Treškārt, arī pats pētamais magnets ns var būt nesimmetriski magnetizēts. Šo kļūdu novērš, liekot viņu vienreiz ar vienu, otrreiz ar otru polu pret adatu. Tad arī šis vienkāršais magnetometrs dod diezgan precīzus rezultātus.

Ja precizitātei jābūt vēl lielākai, adatai piestiprinātā rādītāja un gradu ripas vietā jāņem „gaismas rādītājs” — adatai piestiprinot spogulīti un tad viņā vērojot kāda gaismas stara novērsanos.

Ar aprakstīto magnetometru var pārbaudīt pag. § dabūtās magnetiskā lauka intensitātes izteiksmes atkarību no atstātuma d un līdz ar to Coulomb'a likumu. Kā jau minēts § 240., Gauss's bija pirmais, kurš šādus eksperimentus uzstādījis. Mainot d no 1,1 m līdz 4 m , viņš savos eksperimentos adatas novērsanos dabū no $1^{\circ}57'25''$,8 līdz $0^{\circ}2'22''$,2. Katra d gadījumā nu novērsšanās leņķi no Coulomb'a likuma izteiksmes aprēķinot, viņš dabū saskaņu līdz nedaudzām sekundēm, kas liecina, ka Coulomb'a likums ar savu otrās pakāpes proporcionalitāti magnetiskā laukā tiešām ir vietā.

Arī divu magnetu polu stiprumu salīdzināšanai aprakstītais magnetometrs ir noderīgs. Kā redzams no pag. § uzrakstītām izteiksmēm, divu magnetu momenti M_1 un M_2 stāv viens pret otru kā

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{d_1^3 \operatorname{tg} \theta_1}{d_2^3 \operatorname{tg} \theta_2},$$

ja d ir viņu atstātumi no magnetometra adatas. Liekot $d_1 = d_2$,

dabujam

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{tg \Theta_1}{tg \Theta_2}.$$

Ari zemes magnetiskā lauka intensitātes mērošanai magnetometrs var noderēt. Zinot H , no augšējās tg — formulas dabujam B . Tāpat ejot no vietas uz vietu, var ar viņu atrast B maiņu zemes virsū.

§ 241. Zemes magnetiskais lauks. Horizontalā komponente.

Magnetadatas noteiktā nostāšanās ziemeļ — dienvidus virzienā rāda, ka zemes lodi apņem noteikta virziena magnetisks lauks. Tas ir zemes magnetiskais lauks. Viņu pētot, t. i. atrodot viņa intensitāti dažādās vietās, ir atrasts, ka viņa spēka līnijas iet no dienvidiem uz ziemeļiem, iziedamas dienvidus puslodē no punkta ar koordinātem $\varphi = 72^\circ 25' S$ un $l = 155^\circ 16' E$ un saiedamas ziemeļu puslodē ar koordinātiem $\varphi = 72^\circ 31' N$, $l = 96^\circ 43' W$. Šos punktus sauc par zemes dienvidus un ziemeļu magnetpoliem. Pirmais no viņiem atrasts 1909 g. (E. Shackleton'a ekspedīcija), otrais jau 1831 g. (J. Ross'a ekspedīcija). Tā zemes lodi var uzskatīt kā lielu magnētu. Bet kā redzams, šī magneta poli nesakrīt ar viņa ģeografiskiem poliem, kāpēc arī ta magnetiskie meridiani nesakrīt ar viņa ģeografiskiem meridianiem. Leņķi starp abiem šiem meridianiem sauc par novērošanas vietas deklināciju. Kā viegli saprast, abiem meridianiem krustojoties, uz zemes virsus būs vietas kā ar vakaru (negatīvām), tā rītu (pozitīvām), tā arī ar 0 — deklinācijām. Rīgai patlaban ir ap 2° vakaru deklinācija.

Zemes lauka intensitātes virzienu rāda brīvi iekārta magnetadata. Ja viņa var viegli grozīties ap savu horizontālo asi, viņa tikai retās vietās nostājas pilnīgi horizontāli. Ziemeļpuslodē viņas ziemeļgals vienmēr rāda uz leju, dienvidpuslodē otrādi. Leņķi starp adatas asi un horizontālo plākšņu sauc par inklinācijas leņķi. Inklinācija rāda, ka zemes lauka intensitāte nav horizontāla. Apzīmejojot pēdejās skaitlisko vērtību ar F un inklinācijas leņķi novērojuma vietā ar Θ , varam F sadalīt divās normalās komponentēs — horizontālā H un vertikālā V tā, ka

$$F = \sqrt{H^2 + V^2}.$$

$$H = F \cos \Theta,$$

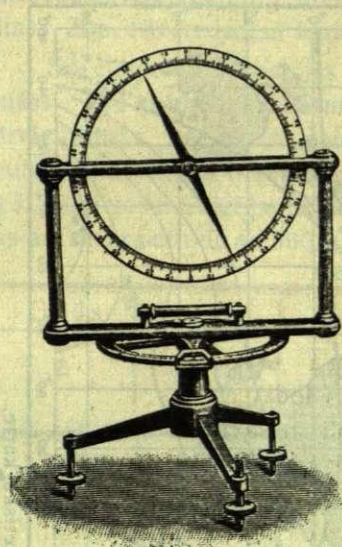
$$V = F \sin \Theta,$$

$$\frac{V}{H} = tg \Theta.$$

Deklināciju δ , inklināciju Θ un horizontālo intensitātes komponenti H sauc par zemes lauka magnetiskiem elementiem. Ja zina-

mi ir viņi, tad, kā tas redzams, zināms ir arī novērojuma vietas lauks.

Deklinācijas un inklinācijas atrašanai lieto speciēlus instrumentus — deklinatoru un inklinatoru. Viņos magnetadatu var ļoti viegli grozīties ap attiecīgo asi (zīm. 130.), kāpēc viņi var būt ļoti precīzi. Grūtāk atrast H — horizontālo komponenti. Ja būtu zināms lietojamās magnetadatas magnetiskais moments M , tad varētu ņemt palīgā pag. § aprakstīto magnetometru un no eksperimentāli dabūjamās H un M attiecības $\frac{M}{H}$ aprēķināt H . Bet M nu nav mums zināms, vismaz ar vajadzīgo precizitāti ne. Tāpēc jāmeklē vēl kāds cits sakars starp šiem lielumiem tā, lai no dabūtām vienādībām būtu atrodamī viņi abi. Šādu sakaru dod magnetiskās adatas šūpošanās novērošana magnetiskā zemes laukā.



Zīm. 130.
Inklinators.

Pirmā sējumā, § 57. bija rādīts, ka katra fiziska pendeļa — ap kādu punktu, resp. asi svārstīties spējīga ķermeņa svārstības periods T ir noteikts ar

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

kur J ir pendeļa inerces moments un D — direkcijas moments, t. i. vislielākā pendeli līdzvara stāvoklī atpakaļdzenošā spēka momenta vērtība. Arī uz magnetadatu, kas novērsta no sava līdzvara stāvokļa — magnetiskā meridiāna, darbojas atpakaļdzenošs spēks mH , ar momentu $mH \sin \theta = MH \sin \theta$. Attiecīgais direkcijas moments te ir MH (pie $\theta = 90^\circ$); tāpēc arī magnetadatu zemes laukā var uzskatīt kā fizisku pendeli un viņas šūpošanās periodam rakstīt

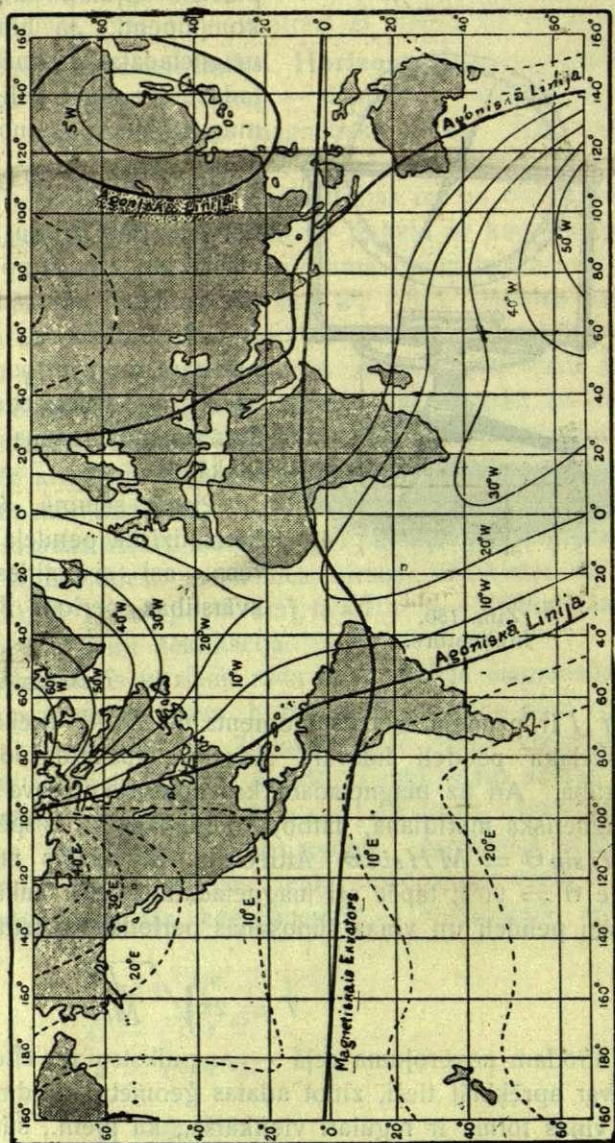
$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{MH}}.$$

T atrodam novērojuma ceļā — ar pulksteni jeb citu kādu chronometru. J var aprēķināt tieši, zinot adatas ģeometriskās dimensijas (saprotams, ja viņas forma ir regulāri vienkārša, kā piem., stieņa vaj tml. veidā). Tā iegūstam otru vienādību ar MH , kas kopā ar $\frac{M}{H}$ saturošo dod M un H . Gan saprotams, precīzos eksperimentos te jāņem vērā daudzas

lietas un augšējā perioda formula dažāžadi jakoriģē. Bet sikaki pie ta te nevaram uzskatīt. Rigā $H = \text{ap } 0.17 \text{ CGS vienību (gausu)}$.

Zemes magnetiskā lauka pētīšana ir tapusi par patstāvīgu fizikas (ģeofizikas) nozari — mācību par zemes magnetismu. Tapēc te atzīmesim tikai da-

žus no tiem rezultātiem, kas šajos pētījumos sasniegti. Vislabāki viņi ilustrējami ar tā saucamām magnetiskām kartēm. Ja uzmeklē tās vietas zemes virsū, kurās kādā laikā deklinācija ir viena un tā pati un tad šīs vietas savieno ar līniju, dabū tā saucamo izogonolo līniju. Līnija, kas iet cauri vietai bez deklinācijas, kurās tā tad magnetadata rāda tieši uz ģeografisko polu, ir agoniskā līnija. Tādas uz zemes ir divas, kā tas redzams uz zīm. 131. dotās magnetiskās kartes. Viena iet no ziemeļiem uz dienvidiem pa Amerikas kontinentu, otra cauri Austrumeiropai un Australijai. Izoklinās līnijas ir līnijas ar vienādām inklinācijām. Izokline ar inklināciju $\theta = 0$ ir magnetiskais ekvators. Viņš iet gandrīz paraleli ģeografiskajam. Kartēs dažreiz vēl zīmē līnijas, kas savieno vietas ar



Zīm. 131. Magnetiskā karte.

izoklinām inklinācijām. Izokline ar inklināciju $\theta = 0$ ir magnetiskais ekvators. Viņš iet gandrīz paraleli ģeografiskajam. Kartēs dažreiz vēl zīmē līnijas, kas savieno vietas ar

vienadām horizontalām magnetiskās intensitātes komponentem; tā dabū izodina mīkās līnijas.

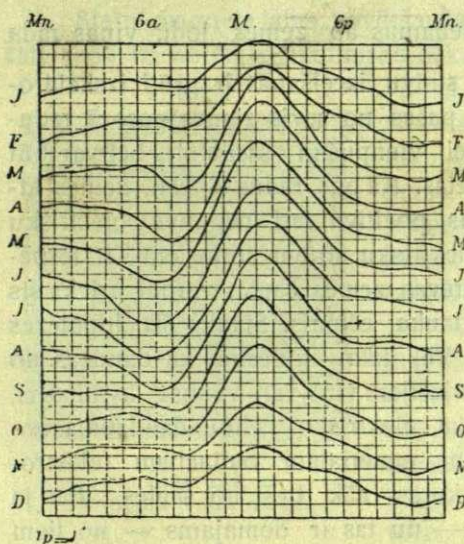
Ilggadīgie zemes magnetiskā lauka novērojumi rāda, ka viņa elementi nav pastāvīgi, bet vienmēr mainas. Tapēc arī magnetiskās kartes pastāvīgi jāpārziņē, un viņas lietojot jāzin, kādam laikam viņas sastādītas. Zīm. 131. redzamā karte attēlo magnetiskos elementus 1910. gadam.

Šo elementu variācijas ir gan periodiskas, gan pēkšņas un nejaušas. Pie pirmām vispirms pieder lēni notiekošā magnetisko polu pārvietošanās un ar to saistītās deklināciju maiņas. No 16. gadu simteņa līdz mūsu dienam uzkrātie deklināciju novērojumi ļauj domāt, ka šī pārvietošanās iet pa noslēgtu riņķa līniju, preti zemes rotācijai ap viņas asi un ar periodu ap 960 gadu. Nākošie skaitļi rāda δ -variāciju Parīzē:

Gads	1541	1580	1660	1698	1746
δ	- 7,5°	- 11°,5	- 1°,25	+ 7°,67	+ 16°,65

Gads	1798	1859	1880	1890	1922
δ	+ 22°,25	+ 19°,50	+ 16°,87	+ 15°,71	+ 12°3

Ļoti interesanta un teoretiskā ziņā svarīga ir deklinācijas dienas



Zīm. 132.
Dienas variācija.

variācija. Zīm. 132. dod viņas grafikas veselam gadam, tā ka no viņām dabujama arī gadskārtējā variācija. Kaut gan starp atsevišķām līknēm ir atšķirība, tomēr visām viņām ir kopejs gājiens: noteikts minimums pirms un maksimums īsi pēc pusdienas.

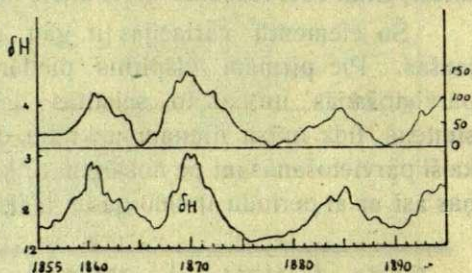
Līdzīgā kārtā mainas arī inklinācija un horizontālā komponente.

Pie periodiskām variācijām pieder vēl tā saucamās 11-gadu variācijas. Viņas ir interesantas ar to, ka starp viņām un saules plankumu parādīšanos (daudzumu) ir dziļš paralelisms. Tas redzams no nākošās A. Nippoldt'a diagramas zīm. 133., kuņā

redzams no nākošās A. Nippoldt'a diagramas zīm. 133., kuņā

zem saules plankumu daudzumu liknes iezīmēta horizontalās komponentes maiņa δH (procentos). Kā redzam, paralelisms te ir pilnīgs, ar 11-gadu periodu.

Zemes magnetisma un viņa variāciju izskaidrošanai ir izdomatas vairākas hipotezes. Vispirmā vēsturiski un visvienkāršākā ir A. Humbolt'a hipoteze, ar kuru zemes lodes iekšiene ir domāta pildīta ar magnetisku dzelzi vai tēraudu; šis lielais magnēts tad zemei piedod viņas magnetiskās īpašības. Šī hipoteze matemātiskam zemes lauka aprakstam ir noderīga, bet fizikāla saturs viņā ir mazs. Daudzi fakti liecina, ka zemes iekšienē valdošos apstākļos tērauda magnetiskām īpašībām jābūt fantastiskām, ja ar viņām gribam izskaidrot zemes lauku, kaut gan ir iespējams, ka zemes centrā ir vielas, kas pēc sava blīvuma ir tuvas dzelzij.



Zīm. 133.
11 - gadu variācija.

Fizikāla ir hipoteze, kuru zemes magnetisma cēloni redz zemes čaulā pastāvīgi plūstošās elektriskās strāvas. Ka tādas strāvas ir, rāda novērojumi: ir vietas, kur zemes ekvatora virzienā ir novērojami līdz $1 \frac{\text{Volt}}{\text{km}}$ potenciāla kritumi. Cirkulēdamas ap zemes lodi, viņas rada ap sevi magnetisku lauku. Bet šo strāvu izcelšanās ir grūti izskaidrojama. Viņas var būt kā primāras, pašas no sevis zemes garozā radušās (kā, piem., termostrāvas, zemei vienpusīgi sasilstot), bet var būt arī kā sekundāras, no ārienes inducetas. Kā būs rādīts § 324., zemes atmosfērā vienmēr ir liels daudzums pozitīvu (arī negatīvu) elektrisku lādiņu (ionu), kuru plūsma rada elektrisku strāvu atmosfērā. Ir iespējams, ka pēdējā inducē pretejas strāvas zemes čaulā; varbūt arī ka šīs strāvas tieši ir zemes magnetiskā lauka cēlonis. Sīkaka šīs hipotezes iztirzāšana aizvestu mūs par tālu. Vēl tikai minesim, ka daudzas no novērotām magnetisko elementu variācijām viņa var, vismaz kvalitatīvi, izskaidrot. Tā, piem., ir ticams, ka elektrisko lādiņu daudzuma noteikšanā atmosfērā liela loma ir tām materiālam radiācijām (elektroniem, varbūt arī α - partikulām), kuru nāk tieši no saules. Bet ja šo radiāciju daudzums ir atkarīgs — un tas ir domājams — no tiem procesiem, kuru dēļ uz saules rodas plankumi, tad top saprotama zemes magnetisma 11 - gadu variācija.

Ir mēģināts zemes magnetisko lauku izskaidrot tieši no saules nākam. Bet aprēķini, kā to rādījis lords Kelvin's, šādu iespējamību pilnīgi apgāž, jo tad saules magnetiskai enerģijai būtu jābūt fantastiski lielai.

Visā visumā zemes magnetismu izskaidrojoša teorija vēl līdz šim nav dota.

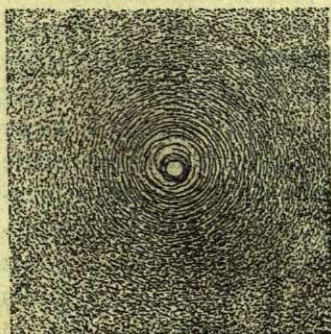
Elektromagnetisms.

§ 242. **Strāvas magnetiskais lauks. Ampère'a likums.** Magnetiskā lauka cēlonis ir elektriskā strāva. Ja elektrostatisko lauku var saukt par mīerā esošas elektrības lauku, tad magnetiskais lauks ir plūstošas, tā sakot dinamiskas elektrības lauks. Nākošos §§ sīkaki apskatīsim šo lauku izcelšanos un viņu sakaru ar citām fizikalām parādībām. Ar to būsīm likuši sākumu elektromagnetisma nodaļai.

Elektromagnetismā mūs ievada pazīstamais Oersted'a eksperiments: ja strāvas tuvumā novieto magnetadatu, viņa reaģē uz katru strāvas maiņu vadā (§ 214.). Šī reaģēšana izteicas adatas orientācijas maiņā. Kamēr strāvas vadā nav, adata stāv brīvi zemes lauka meridianā. Kad strāvu ieslēdz, adata novēršas; strāvai izbeidzoties, ta atgriežas savā meridianā. Tas rāda, ka ap vadu, kad pa viņu plūst elektriska strāva, ir magnetisks lauks; viņš rodas strāvai iestājoties un pazūd viņai izbeidzoties.

Starp magnetadatas novēršanās leņķa lielumu un strāvas intensitāti vadā ir noteikts likumisks sakars. Jo intensīvāka ir strāva, jo vairāk novēršas adata. Pie ļoti stipras strāvas adata nostājas viņai pat perpendikulāri. Tā tad strāvas magnetiskā lauka intensitāte ir strāvas intensitātei proporcionāla un vērsta viņai perpendikulāri. Šo sakaru, kā tas rādīts § 214., izlieto galvanometru konstrukcijā.

Vislabāko informāciju par strāvas magnetisko lauku, resp. viņa strukturu dabū, meklejot ta spēka linijas un viņu virzienu. Tam nolūkam arī te noder pag. nodalījumā bieži lietotā dzelzs skaidu bilžu metode. Zīm. 134. rāda, kā novietojas dzelzs skaidas uz papē gabala,



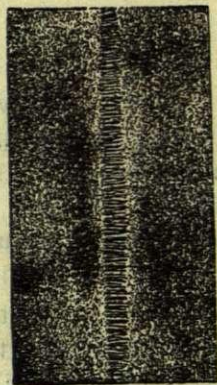
Zīm. 134.
Lineara vada lauks.

cauri kuņam iet perpendikulāri izdurta vada drāts. Skaidas ap vadu nostājas noslēgtās ķēdēs — koncentriskos riņķos, kas liecina, ka kon-

centriskos riņķos ap viņu iet arī magnetiskā lauka spēka līnijas. Bet nu lauka intensitāte ir šīm līnijām tangenciāla, tā tad viņa stāv normali pret vadu; to norāda arī magnetadatas nostāšanās.

Šīnī eksperimentā papi var likt arī pāri horizontāli gulošam vadam un tad meklet spēka līniju virzienu pašā strāvas plāksmā. Tad dabū zīm. 134-a redzamo bildi: skaidru ķēdes te iet vadam perpendikulāri. Tās ir spēka līniju riņķu projekcijas uz vadam cauri vilktu plāksmi.

Spēka līniju, resp. lauka intensitātes virziens ap strāvu, stāv noteiktā likumiskā atkarībā no strāvas virziena. Ja Oersted'a eksperimentā strāvu vairāk reizes no vietas ieslēdz un izslēdz, viņas virzienu nemainot, adatu vienmēr novēršas uz vienu un to pašu pusi, piem., ar savu ziemeļgalu pa labi. Ja, turpreti, pārmaina strāvas virzienu vadā, mainas uz preteju arī adatas novēršanās. Tā tad magnetiskā lauka intensitātes virziens ir atkarīgs no strāvas virziena. Abu šo virzienu sakaru dod pazīstamais Ampère'a likums: magnetiskā lauka spēka virziens ir strāvas virzienā ejošas skrūves rotācijas virziens. Dažreiz šo likumu formulē šādi: domājot sevi peldam strāvas virzienā un pagriežot seju pret pozitīvo (ziemeļ) magneta polu laukā, redzam viņu novēršamies pa kreisi. Bez šiem ir arī vēl citi Ampère'a likuma formulējumi.



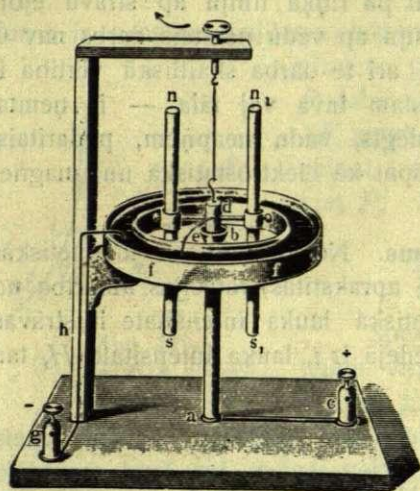
Zīm. 134-a.

Spēka līniju projekcijas

§ 243. Rotācija strāvas magnetiskā laukā. Strāvas magnetiskā lauka spēka līniju noslēgtība piešķir viņam īpašības, kādu nav citiem līdz šim aplūkoti dinamiskiem laukiem. Tā kā katrā spēka līnijas vietā ir viņai tangenciāli vērsts spēks, resp. lauka intensitāte H , tad, ja r ir spēka līnijas riņķa rādiuss, apstāigājot ar pozitīvā magnetisma vienību šo līniju, mēs iegūsim darbu $2\pi rH$. Ja ar magnetisma vienību iesim preti lauka intensitātei, tikpat liels darbs, vienreiz ap vadu apejot, būs jāpatērē. Tā tad strāvas magnetiskā laukā darbs pa noslēgtu līniju ap vadu nav 0. Ar šo šis lauks atšķiras kā no gravitācijas, tā elektrostatiskā un magnetostatiskā lauka.

Ja ar pozitīvo magnetismu ap vadu apejot darbu iegūst, tad to var izlietot kustībā sastapto šķēršļu pārvarešanai, tā tad kustības radīšanai un uzturēšanai arī reālos apstākļos. Tapēc sagaidams, ka kāds magnetisks pols, strāvas tuvumā novietots, ap viņu riņķos, pie kam

riņķošanas virziens būs atkarīgs no strāvas virziena. Šī eksperimenta realizēšanai gan ir ta grūtība ceļā, ka katram reālam magnetam ir divi nešķīrāmi poli. Magnetu strāvas tuvumā noliekot, viens viņa

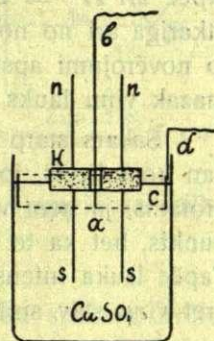


Zīm. 135.
Elektromagnetiskā rotācija.

gals cenšas riņķot vienā, otrs preteajā virzienā, kāpēc viss viņš paliek mierā. Bet šī grūtība atkrit, ja magnetu ņem gaŗu un strāvu laiŗ viņam paraleli tikai vienā ta pola tuvumā. Tā ierikots zīm. 135. attēlotais aparats. Te divi magneti ns un n_1s_1 savienoti kopā H -veida figurā; pie d viņi iekārti diegā vaj arī atbalstas uz asa smailuma bedrītē b . f ir gredzenveidīga koka silīte, kas pildīta ar dzīvsudrabu, kuŗā sniedzas pie e piestiprinātas drāts gals. Strāva aparatā iet no c pa ad uz dzīvsudrabu un tad no pēdejā pa hg atpakaļ uz bateriju. Tā te tikai

poli s, s_1 atrodas strāvas laukā; poli n, n_1 , turpreti, ir no viņa tālu. Tapēc strāvu caur tādu aparatu noslēdzot, magnetiskā sistema sāk griezties ap iekārtāmo diegu kā asi. Rotācijas virziens mainas uz pretejo strāvas virzienam mainoties.

Vienkārŗaka ir zīm. 136. attēlota šī eksperimenta schema. Platā un dziļā stikla traukā ieliets kautkāds elektrolīts, piem., $CuSO_4$ šķīdums ūdenī. Šķīdumam pa virsu peld korķis K , kuŗa pretejam malam izlaisti cauri divi gaŗi magneti, piem., nomagnetizetas adamadatas. Korŗa vidū ir caurums, pa kuŗu izlaists stīvā iestiprināts stienis ab ; pa viņu strāva elektrolītā ieiet. Strāvu no elektrolīta aizvada pa metala (vaŗa) sloksni c , kas a augstumā apņēm magnetisko sistemu, un pa vadu d . Kad strāvu noslēdz, korŗis ar magnetiem sāk griezties uz vienu vaj otru pusi, atkarībā no strāvas virziena.



Zīm. 136.
Vienkārŗs rotācijas aparats.

Šajos eksperimentos rotejoŗai magnetiskai sistemai var pietaisīt ratu un tad ar dzensīksnas palīdzību likt viņai darīt darbu. Šo darbu dod vadā tekoŗās strāvas enerŗija. Tā šāds rīks var noderēt par

elektrisku motoru, ar kuŗu magnetiskā lauka, resp. strāvas enerģiju var pārvērst mechaniskā darbā.

Kā viegli saprast, — un to apstiprina arī eksperiments, darbu var iegūt, resp. tas jāpatērē ne tikai pa riņķa līniju ap strāvu ejot: arī pa kuŗu katru citu noslēgtu līniju ap vadu ņemtais darbs nav 0. Un tāpat kā riņķa līnijas gadījumā, arī te darba skaitliskā vērtība ir neatkarīga no tā, kāda līnija — vadam tuva vai tāla — ir ņemta. Bet ja domātais ceļš, kaut arī noslēgts, vadu neaņņem, padarītais, resp. iegūtais darbs vienmēr ir 0, tāpat kā elektrostatiskā un magnetostatiskā laukā.

§ 244. Biot - Savart'a likums. Novērojumi ar magnetiskās adatas novēršanos, tāpat arī pag. § aprakstītās rotācijas atkarība no strāvas intensitātes rāda, ka magnetiskā lauka intensitāte ir strāvas intensitātei tieši proporcionāla. Ja pēdejā ir i , lauka intensitāte H , tad novērojumu rezultāti izteicami ar

$$H = ai.$$

Šī proporcionalitāte ir ļoti stingra. Uz viņu pamatojas visu galvanometru kā mērošanas instrumentu konstrukcija. Arī *a priori* viņa sagaidāma. Tiešām, ja strāva i dod punktā P lauka intensitāti H un strāva $2i$ kādu citu H' , tad $2i$ var domāt kā divu strāvu i paralelus vadus no kuŗiem katrs punktā P dod savu intensitāti H . Bet nu magnetiskā lauka intensitātes kādā punktā vienkārši sumejas (ja viņu virzieni ir vienādi), tapēc arī $H' = 2H$.—Bez tam sagaidāms, ka lauka intensitāte būs atkarīga arī no novērošanas punkta atstātuma no strāvas vada. Arī to novērojumi apstiprina: jo tālak magnetadata no strāvas stāv, jo mazāk viņu lauks iespaido.

Sakars starp lauka intensitāti un atstātumu strāvas laukā ir diezgan komplicēts, jo viņā loma ir arī citiem faktoriem. Tas kļūst saprotams, ja ņem vērā, ka strāvas gadījumā magnetiskā lauka avots nav punkts, bet ka te katra strāvas vada gaŗuma vienība dod savu daļu. Tapēc lauka intensitāte kādā punktā ir stipri atkarīga arī no tā, kā pret viņu stāv strāvas vads.

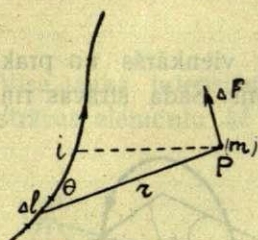
Eksperimentāli strāvas magnetiskā lauka intensitāti pirmie ir pētījuši franču zinātnieki Biot un Savart's; viņu dabūtie rezultāti nes viņu vārdu, kā Biot-Savart'a likums. Parasti, lai nebūtu jāņem vērā nupat minētais strāvas vada iespaids uz novērošanas punktu, šo likuma definīciju dod diferencialā formā: lauka intensitāti mēro ne kā visas strāvas, bet tikai viena viņas bezgala maza gaŗuma elementa Δl doto intensitāti. Tad, ja novērošanas punkts atrodas atstātumā r cm

no šī elementa, spēks, kas darbojas uz tur noliktām m magnetiskām vienībām, ir

$$\Delta F = k \frac{i \Delta l m \sin \theta}{r^2},$$

kur k ir proporcionalitātes faktors un θ leņķis starp r un strāvas virzienu (zīm. 137.). Visas strāvas iespaidu uz P dabū, ja visus tādus elementārus spēkus ΔF sumē pa visiem strāvas vada elementiem, ņemot, saprotams, vērā katra viņu stāvokli pret P . Magnetiskā lauka intensitāte tad ir

$$\Delta H = \frac{\Delta F}{m} = k \frac{i \Delta l \sin \theta}{r^2}.$$



Zīm. 137.
Biot-Savart'a likums.

Spēkam F , resp. intensitātei H ir noteikts virziens, kuŗu nosaka strāvas virziens. Dabūtā formulā tas izteicas ar $\sin \theta$. Šo virzienu var atrast ar Ampèrē'a likumu (§ 242.) Viņš vienmēr ir normals plāksmai, kuŗā guļ strāvas vektors i un atstātumu līnija r (zīm. 137.).

Visvienkāršāka šī formula top ļoti gaŗa un tieva vada gadījumā (zīm. 138.). Ar tādu arī Biot un Savart's savus novērojumus ir izdarijuši. Tad visu vada elementu dotās intensitātes sumejas un top:

$$H = \Sigma \Delta H = k \frac{2i}{r_0},$$

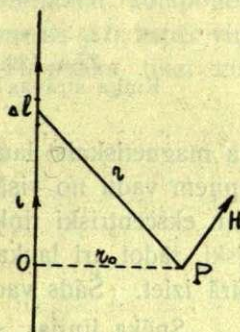
kur r_0 ir novērošanas punkta vistuvākais atstātums no vada.

§ 243. mēs rakstijām ta darba izteiksmi, kuŗu iegūst ar pozitīva magnetisma polu (vienību) vienreiz pa spēka līnijām ap vadu apejot, kā

$$w = 2 \pi r H.$$

Liekot H vietā nupat dabūto vērtību un mēru vienību sistemu izvēloties tā, lai $k = 1$ (skat. turpm.), redzam, ka $w = 4 \pi i$. Tas rāda, ka pats darbs ir tikai no strāvas intensitātes, bet ne no atstātuma atkarīgs.

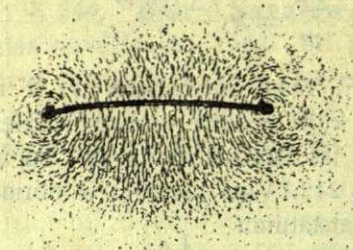
Nav grūti pierādams, ka darba lielums w ir tas pats arī tanī gadījumā, ja ceļš, pa kuŗu magnetismu pārvietojam, ir ne spēka līnija, bet kautkāda vada apņemoša noslēgta līnija. Eksperiments šo paredzējumu pilnā mēra apstiprina.



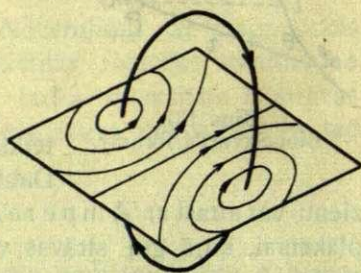
Zīm. 138.
Taisna strāva.

Biot-Savart'a likuma izteiksme saista kopā lielumus, kas eksperimentāli viegli mērojami. Tā varam izmērot r , Δl , Θ , i un H . Bet šo lielumu vienību izvēle paliek brīva, jo brīvi, varam rīkoties ar proporcionalitātes faktoru k . Kādās vienībās mērot H , resp. F un i , par to būs runa § 248. Viņas var izvēties tā, lai $k = 1$. Tapēc arī uz priekšu i un H domāsim tā mērotus un attiecīgās formulās visur liksim $k = 1$.

§ 245. Riņķa strāvas. Solenoids. Otrs vienkāršs un praktiskā ziņā ļoti svarīgs ir riņķa strāvas gadījums. Šāda strāvas riņ-



Zīm. 139.
Riņķa strāvas lauks.



Zīm. 140.

ķa magnetiskais lauks ir rādīts zīmējumā 139. Spēka līnijas arī te apņem vadu no visām pusēm, bet te viņas vairs nav koncentriski, bet gan ekscentriski riņķi. Zīmējumā 140. šī bilde vēlreiz attēlota schematiski, rādot arī lauka virzienu. Vienā pusē riņķa plāksmai līnijas ieiet otrā iziet. Šāds vads izturas kā īss plakans magnets.

Spēka līnijas iet jo sevišķi vienmērīgi riņķa centrā. Te lauks ir homogenš. Tapēc arī viņa intensitāte šinī punktā ir viegli aprēķināma. Apzīmēsim strāvas riņķa rādiusu (zīm. 140.) ar r . Tad riņķa vada gaņums ir $C = 2\pi r$. Sadalīsim viņu elementos Δl ; tā kā katrs no viņiem ir riņķa rādiusam perpendikulārs, tad $\sin \Theta = 1$, un tapēc

$$H = \Sigma \Delta H = \frac{i}{r^2} \Sigma \Delta l.$$

Bet $\Sigma \Delta l = 2\pi r$, jo tas ir visa riņķa gaņums; tapēc

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

Nav grūti aprēķināt intensitāti arī tādā punktā P , (zīm. 141.), kurš guļ atstātumā x no riņķa plāksmas, uz viņa centram cauri viltas normales. Ņemsim kādu strāvas elementu Δl un nosauksim viņa

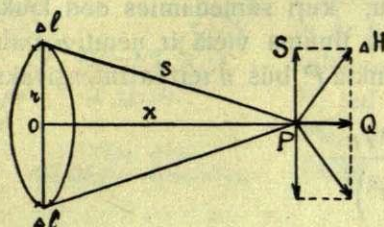
atstātumu no P ar s . Tad arī Δl guļ pret s normali, un tapēc arī te $\sin \theta = 1$. Tapēc rakstam:

$$\Delta H = \frac{i \Delta l}{s^2}.$$

Bet kā redzams no zīmejuma, trīsstūrī ΔIOP $s^2 = r^2 + x^2$; tapēc

$$\Delta H = \frac{i \Delta l}{r^2 + x^2}.$$

Visa lauka intensitate punktā P būs tik daudzu šādu ΔH summa, cik strāvas elementu Δl būs visā kontūrā. Lai šo sumu atrastu, sazīmesim visus ΔH ap P un sadalīsim katru no tiem divās komponentēs (zīm. 141.),



Zīm. 141.

no kuŗām viena PQ vērsta x — līnijas virzienā, otra PS — tai perpendikulara. Pēdejās komponentes no P ies vienmērīgi uz visām pusēm (piem., elements $\Delta l'$ dos viņu uz leju, tieši pretī vērstu tai vertikālajai komponentei, kuŗu dod elements Δl), kapēc viņu kopsuma būs 0. Tā paliks tikai visu

komponentu PQ summa ar skaitlisko vērtību

$$H = \Sigma PQ = \Sigma \Delta H \sin(s, x).$$

Bet

$$\sin(s, x) = \frac{r}{s} = \frac{r}{\sqrt{r^2 + x^2}},$$

tapēc

$$H = i \Sigma \frac{\Delta l}{r^2 + x^2} \cdot \frac{r}{\sqrt{r^2 + x^2}} = \frac{ri}{(r^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \Sigma \Delta l.$$

Tā kā $\Sigma \Delta l = 2\pi r$, tad galīgi

$$H = \frac{2\pi r^2 i}{(r^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Intensitate H , kā tas redzams no zīm. 141., ir vērsta perpendikulari riņķa plāksmi un zīmejumā rādītā gadījumā pa labi. Ja mainītos strāvas virziens, mainītos arī H virziens uz preteju.

Dabūtā formula rāda, ka H ir atkarīgs no x — nemtā punkta atstātuma no strāvas, bet šī atkarība nav tieša proporcionalitate. Var pierādīt, ka sākot ar maziem x , t. i. riņķa tuvumā H maiņa ir strauja,

bet tad, sākot ar $x = \frac{r}{2}$, viņa top maza. Te lauks ir stipri homogēns. Liekot $x = 0$, t. i. domājot punktu P riņķa centrā, atkal dabūjam

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

No ta redzam, ka augšējā lauka intensitātes izteiksme ir vispārēja.

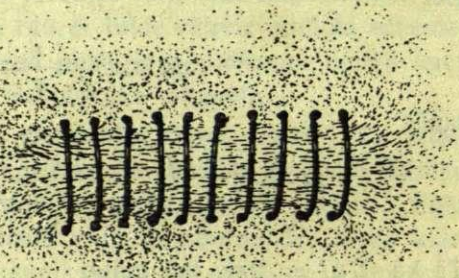
No šī viena strāvas riņķa gadījuma principiēli ne ar ko neatšķiras arī vairāku riņķu (tinumu) gadījums, ja vien tinumi ir tuvu viens otram un visi ar vienādu radiusu. Katrs no tiem nes strāvu i un tapēc katrs dod punktā P savu lauku, kuŗi sumedamies dod lauka normalo komponenti H . Tapēc, ja viena tinuma vietā ir ņemti n tinumi, viņu dotais magnetiskais lauks punktā P būs n reizes intensīvāks:

$$H = \frac{2\pi r^2 i n}{(x^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Tāpat nav grūti atrast arī vairāku seriājā slēgtu riņķu strāvu lauku.

Praksē šādu riņķu strāvu seriju dabū tā saucamā solenoidā — drāts spirālē ar blakus gulošiem izoletiem tinumiem. Zīm. 142. rāda solenoida magnetisko lauku.

Viņa iekšienē magnetiskās spēka līnijas iet paraleli ta asij; tas tapēc, ka magnetiskā lauka intensitāte stāv normali katra riņķa plāksmai. Jo ciešāk guļ solenoida tinumi viens pie otra, jo homogēnāks ir lauks viņa iekšienē. Dabūtā bilde rāda, ka spēka līnijas solenoidā pa vienu galu ieiet, pa otru iziet. Viņu virzienu viegli dabū pēc Ampère'a likuma. Tā solenoida lauks ir ļoti līdzīgs permanenta magnetiska stienī laukam.

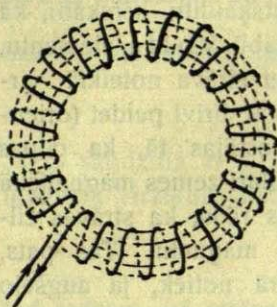


Zīm. 142.
Solenoida lauks.

Visblīvāki līnijas iet solenoida iekšienē, tapēc lauka intensitāte tur ir vislielākā. Ārpusē līnijas vairāk vaj mazāk izkļūst, bet var pagatavot

ari tādu solenoidu, kuŗā viņa spēka līnijas visas ir ta iekšienē. Tāds ir noslēgts gredzenveidīgs solenoids (zīm. 143.) Ja viņa liekums nav pārak liels, tad ta lauks ir pilnīgi homogēns un ari noslēgts.

Solenoida magnetiskam laukam ir liela loma elektrotehnikā un dažādu instrumentu konstrukcijā. Tapēc ir no svara zināt, kā tas viņā mainas līdz ar strāvas intensitāti un ta dimensijām. Lai to atrastu, domasim noslēgtu solenoidu, kā zīm. 143., ar gaŗumu l un n tinumiem. Apejot noslēgtu ceļu pa viņa serdi un ārieni ar magnetisma vienību, mēs būsim ieguvuši, resp. pazaudejuši darbu $w = 4\pi ni$, jo ar to mēs būsim vienreiz apgājuši katram solenoida tinumam. Bet ja lauka intensitāte ir H , tad šis pats darbs ir Hl , jo kā nupat rādīts, noslēgtā solenoidā lauks ir homogēns. Tapēc



Zīm. 143.
Noslēgts solenoids.

$$Hl = 4\pi ni,$$

no kurienes

$$H = \frac{4\pi ni}{l}.$$

Ja S ir solenoida šķērsriezuma laukums un N spēka līniju skaits viņā, tad $H = \frac{N}{S}$. Tas dod

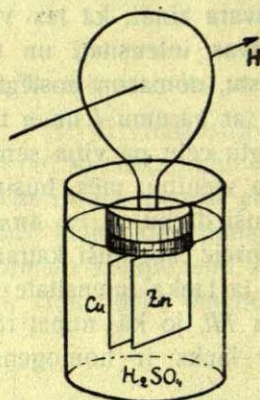
$$N = \frac{4\pi ni}{l} S = 4\pi \frac{n}{l} iS.$$

Kā redzam, N ir proporcionāls tinumu skaitam uz vienas viņa gaŗuma vienības $\left(\frac{n}{l}\right)$ un strāvas intensitātei i . Tapēc bieži saka, ka solenoida lauka intensitāte ir proporcionāla viņa ampērtinumu skaitam:

§ 246. Riņķa strāvas un magneta ekvivalence. Magnētiskais potenciāls. Pag. § aprakstītās riņķa strāvas īpašības ir nodērigas elektromagnetisko parādību ērtam aprakstam. To mums mācījis Ampère's. Kā redzams no zīm. 139., magnetiskam laukam ap noslēgtu vada cilpu ir liela līdzība ar permanento magnetu laukiem. Šādai cilpai spēka līnijas pa vienu pusi iet iekšā, pa otru ārā. Apkārtējā telpā viņas iet tāpat kā ap ļoti īsu magnetu. Vēl jo labāki tas redzams skatoties solenoida spēka laukā (zīm. 142.): te analogija ar

stieņa magnetu ir pilnīga. Un novērojumi rāda, ka brīvi iekārti strāvas riņķi un solenoidi arī tiešām izturas kā brīvi magneti.

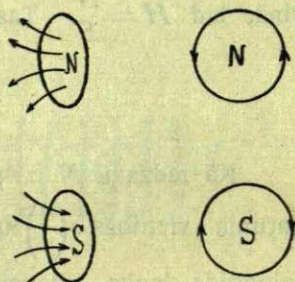
Zīm. 144. attēlo vienu šādu novērojumu. Platam korķim viņa apakšpusē piestiprinātas divas, viena *Zn*, otra *Cu* — plāksniņas, piem., ne-



Zīm. 144.
Peldoša strāva.

lieli šo metālu skārda gabaliņi, kas cauri korķim noslēdzas ar vaļa drāts apaļu cilpu. Kad korķi ielaiž traukā ar atšķaidītu sērskābi, kā tas redzams zīmējumā, dabū *Volta* elementu, kurā pa augšējo cilpu iet strāva noteiktā virzienā. Ja šis elements var brīvi peldēt (orientēties), viņš vienmēr nostājas tā, ka cīlpas plākasma stāv perpendikulāri zemes magnetiskā lauka spēka līnijām. Tas rāda, ka strāvas cilpa ir tapusi par mazu magnetu. Tas pats, tikai vēl jo lielākā mērā notiek, ja augšējo drāti sagriež solenoidā, jeb ja kādu solenoidu brīvi iekār lokanos vados. Kad pa tādu solenoidu laiž strāvu, viņš, līdzīgi magnetadai, noteikti un strauji nostājas ziemeļ-dienvidu virzienā.

Ja strāvas riņķis, resp. solenoids izturas kā magnets, tad uz viņu var attiecināt arī magnetisko terminoloģiju. Par kāda magneta ziemeļpolu mēs nosaucām to viņa galu, no kurienes tā spēka līnijas iznāk, par dienvidpolu to, kurā līnijas saiet. Tāpat to var darīt arī solenoida un viena paša riņķa gadījumā. Tad *Ampère*'a likums (§ 242.) ļauj jau iepriekš noteikt, kurš gals solenoidam būs ziemeļ — , kurš dienvidpols. Tas viegli saprotams, skatoties zīm. 145. No viņa redzams, ka novērotajam preti nostāsies ziemeļpols, ja viņš strāvu pa solenoida tinumiem redzēs ejam preti pulksteņa rādītājam. Kad strāva ies rādītāja virzienā, novērotais sev preti redzēs dienvidpolu.



Zīm. 145.
Solenoida poli.

Strāvas riņķa un magneta ekvivalenci var izteikt ne tikai kvalitatīvi, bet arī kvantitatīvi. Pag. § mēs riņķa strāvai rakstījam

$$H = \frac{2\pi r^2 i}{(r^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}$$

ko var pārrakstīt kā

$$H = \frac{2 \pi r^2 i}{x^3 \left(1 + \frac{r^2}{x^2} \right)^{\frac{3}{2}}}$$

Kad x , salīdzinot ar riņķa radiusu r , ir ļoti liels, $\left(\frac{r}{x}\right)^2$ kā ļoti mazu lielumu var atņemt un rakstīt

$$H = \frac{2 \pi r^2 i}{x^3}.$$

Ja to salīdzina ar § 239. pirmo gadījumu, kur lauka intensitāte paša magneta virzienā, atstātumā x no viņa, ir

$$H = \frac{2M}{x^3},$$

tad redzam, kā strāvas cilpa ir ekvivalenta tādām magnetam, kuŗa moments ir

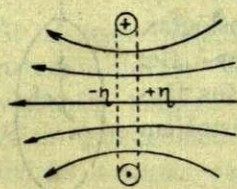
$$M = \pi r^2 i = Si,$$

ja S ir cilpas laukums.

Par magneta momentu mēs saucam produktu no magneta gaŗuma l un viņa polu stipruma, resp. „magnetisma daudzuma“ m :

$$M = ml.$$

Riņķa stravas „magnetam“ šis gaŗums l ir tās ripas biezums, kuŗu norobežo strāvas vads, kā tas redzams no zīm. 146., tā tad patiesībā ļoti (bezgala) mazs. Tapēc, ja mēs magnetismu, lai būtu analogija ar elektrību, domasim kā substanci, tad lai mūsu magnetiskās ripas moments būtu $M = Si$, uz viņas sāniem jadamā atrodamies magnetisma daudzumi



Zīm. 146.
Magnetiskais dubultslānis.

$$\pm m = \frac{M}{l} = S \frac{i}{l}.$$

Tā tad strāvas riņķis ir uzskatams kā ļoti īss, bet plats magnets ar magnetisma daudzumiem

$S\eta$ viņa galos („polos“); te

$$\eta = \frac{i}{l}$$

apzīmē šī magnetisma „virsmas blīvumu“. Šādu no divam bezgala tuvām, ar pretejām magnetiskām masām pārklātām virsmām radītu „magnetu“ bieži sauc par magnetisku dubultslāni.

Ja strāvas cilpa ir ekvivalenta magnetam, tad ap viņu kā ap kuru katru magnetu ir noteikts magnetostatiskais lauks, ar noteiktu potenciālu V kuņā katrā viņa punktā. Kā bija rādīts § 239., šī potenciāla skaitliskā vērtība ap īsu magnetu ir

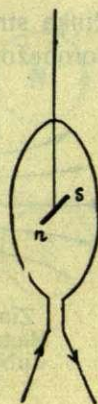
$$V = \frac{M \cos \theta}{r^2}.$$

Ši pati izteiksme noder arī te, kaut gan te lauka avots („pols“) nav punkts, bet vesela virsma ar laukumu S . Tāpat te potenciāls starp diviem lauka punktiem mēro to darbu, kas jāp dara magnetisma vienību starp šiem punktiem pārnesot, un arī te šis darbs ir neatkarīgs no ceļa veida. Tapēc arī šādā laukā darba suma pa noslēgtu ceļu ir 0, — ja vien šis ceļš neiet cauri pašam cilpas konturam. Tas viegli saprotams no jau agrāk sacītā, ka darbu strāvas laukā mēs iegūstam, resp. patējam tikai tad, kad magneta polu nesam ap vadu.

Ar to top saprotamas analogijas un atšķirības starp strāvas un permanento magnetu laukiem. Principiēlu atšķirību šē nav. Kā vienā, tā otrā gadījumā spēka līnijas ir noslēgtas līnijas, un tas tapēc, ka dabā nekur nav „brīvu“ magnetismu, kāda ir elektrība. Bet strāvas laukā magnetiskās līnijas brīvi noslēdzas telpā, kapēc kāds magnetisma pols var pa viņām brīvi iet un brīvi rotēt ap strāvu. Permanentā magneta laukā līnijas noslēdzas pašā magneta vielā; viņas iet brīvi tikai magneta apkārtņē. Permanentu magnetu mēs varam uzskatīt kā solenoidu, kuņa serde ir piepildīta ar ne-caurejamu vielu. Tapēc šāda magneta laukā — tanī viņa daļā, kas mums pietiekama, spēka līnijas ir nenoslēgtas. Šādam laukam tad ir magnetostatiska lauka īpašības. Bet viņu būtība abos gadījumos ir viena un tā pati: šos laukus rada tās deformācijas, kuņas rodas eterī ap plūstošiem elektriskiem lādiņiem.

§ 247. Tangens-galvanometrs. Vienkāršo sakaru starp i un H riņķa strāvā izlieto tā saucamā tangens-galvanometra konstrukcijā. Par tangens-galvanometru viņš nosaukts tapēc, ka viņa strāvas intensitāte ir proporcionāla magnetiskās adatas novēršanās leņķa tangensam.

Kā riņķa strāvu ņem drāts apaļu cilpu (zīm. 147.). Cilpa nostādīta zemes lauka meridianā; viņas centrā novietota, piem., iekapot diegā, vaj noliekot uz asuma, maza magnetadāta. Adātai jābūt ļoti īsai, lai viņu apņemošais magnetiskais lauks (pa viņas gaņumu) būtu cik spējams homogēns. Kamēr cilpā strāvas



Zīm. 147.
Tangens-galvanometrs.

nav, uz adatu darbojas tikai zemes magnetiskā lauka horizontalkomponente B . Kad cilpā plūst strāva, līdzās B rodas viņas plūsmai normali vērsta komponente H . Ši pēdējā vērš magnetiskās adatas vienu galu uz vienu, otru uz otru pusi. Tapēc adata novēršas no magnetiskā meridiana. Novēršanās turpinās tikmēr, kamēr adata nenostājas abu spēku kopotnes virzienā (sal. zīm. 128.). Tad

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{H}{B},$$

kur φ ir adatas novēršanās leņķis (no meridiana). Ja adata ir īsa un φ nav liels, ar zinamu tuvinājumu var pieņemt, ka arī novērstā stāvoklī viņa ir vēl homogēnā laukā, kāds ir riņķa centrā. Tapēc H vietā var likt viņa izteiksmi

$$H = \frac{2\pi i}{r} \quad (k = 1),$$

un tad rakstīt

$$i = \frac{Br}{2\pi} \operatorname{tg} \varphi.$$

B , r , π ir konstanti lielumi; Rīgā, piem., $B = 0,17$ CGS - vienību. Tapēc lielumu

$$K = \frac{Br}{2\pi}$$

var definēt kā aparata konstanti un rakstīt

$$i = K \operatorname{tg} \varphi.$$

Ši izteiksme rāda, ka aprakstītā kārtā konstruetu drāts cilpu ar magnetadatu tiešām var lietot strāvas intensitātes mērošanai: adatas novēršanās tangens ir mērojamās strāvas intensitātei proporcionāls. K ir galvanometra redukcijas faktors. Viņš ir jo lielāks, jo lielāks ir cilpas radiuss r . Bet te vēlreiz jauzsvē, ka ja galvanometram jābūt precīzām, r jāņem liels, lai adata, ar viņu salīdzināta, būtu maza, jo tikai tad arī novērstā stāvoklī tā būs homogēnā laukā. Gan tad aparata jūtība top mazāka, jo riņķa radiusam pieaugot, pamazinas H . Lai to kompensētu, ņem neviņš vienu, bet vairākus cilpas. Ja, piem., viņu ir n , tad H būs n reizes lielāks (§ 245.). Līdz ar to, kā viegli saprast, redukcijas faktors n reizes pamazinasies.

Zinot K , ar tangens-galvanometru var mērit strāvas intensitāti absolūtās vienībās. Bet arī otrādi — ja i ir zināms, var atrast K un tad no tā, piemēram, aprēķināt B — zemes magnetiskā lauka horizontālo komponenti. Ja pēdējā ir zināma, var atrast arī k .

Redukcijas faktoru K var atrast arī empiriskā ceļā, ņemot divas ziņas strāvas i_1 un i_2 un izmērojot attiecīgos leņķus φ_1 un φ_2 .

Tangens - galvanometra magnetu (adatu) vaj nu iekārt diegā, vaj uzstiprina uz smailas adatas (zīm. 148.). Leņķu izmērišanai vajadzīga gradus un to daļās iedalīta skala. Precīzos instrumentos skalai jābūt no spoguļa stikla, lai varētu izslēgt paralaksa kļūdu. Bez paralaksa kļūdas tg -galvanometra atskaitījumos var būt vēl daudz citās. Vispirms te minama kļūda, kuŗa rodas adatas ekscentricitātes dēļ, — kad adatas atbalsta punkts nesakrīt ar riņķa centru. Šo kļūdu izslēdz atskaitot a b u adatas galu rādījumus. Tas saprotams no zīm. 149. Ja OO ir adatas līdzsvara stāvoklis un ja viņas iestiprinājuma punkts sakrīt ar riņķa centru C , tad, viņai novēršoties, tās gals uz loka dod n_0 iedaļas. Ja atbalsta punkts ir C' , tad, adatai novēršoties, viens tās gals dos n_1 iedaļas (pa labi), otrs n_2 (pa kreisi). No zīmējuma redzams, ka

$$n_0 = n_1 - s$$

$$n_0 = n_2 + s$$

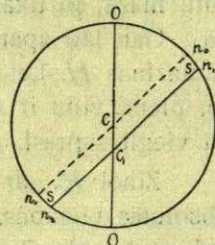
Skaitot šīs vienādības dabūjam

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

Tas rāda, ka ekscentricitātes kļūdu var izslēgt, ņemot abu galu rādījumu aritmetisko vidējo skaitli.

Atskaitījums var būt nepareizs arī tapēc, ka riņķa plāksma nesakrīt ar magnetisko meridianu. Šī kļūda izslēdzama mainot strāvas virzienu galvanometrā un tad ņemot aritmetisko vidējo no tā dabūtiem diviem atskaitījumiem.

Novērojumi rāda, un tas paredzams arī ar aprēķinu, ka tangens-galvanometra jūtība ir atkarīga no leņķa φ . Vislielākā viņa ir pie $\varphi = 45^\circ$.



Zīm. 149.
Ekscentricitāte.

Helmholtz'a tangens - galvanometra konstrukcijas pamatā likta pag. § dabūtā formula

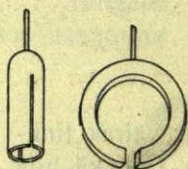
$$H = \frac{2 \pi r^2 i}{(x^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Tapēc viņā ir divi strāvas riņķi (patiesībā divas spoles ar vairak tinumiem), kas novietoti viņu diametra atstātumā viens no otra. Tad, kā bija rādīts pag. § beigās, pusceļā starp viņiem magnetiskais lauks ir jo sevišķi homogēns; te tad arī novieto magneta adatu. Strāvas pa tinumiem iet tā, lai abi viņu magnetiskie lauki ap magnetu sumetos.

§ 248. Iekārto magnetu galvanometri. Pag. § aprakstītā tangens - galvanometra lielā vērtība ir ta, ka ar viņu strāvas intensitāti var mērit absolūtās vienībās. Tapēc arī viņu bieži sauc par absolūto galvanometru. Šo viņa īpašību noteic viņa magnetiskā lauka vienkāršā daba, kas savukārt stāv sakarā ar ta lielām dimensijām. Bet praktiska nozīme šādam galvanometram nav liela, jo viņa jūtība ir maza. Tam ir divi iemesli. Vispirms viņa lielās dimensijas — tinumu lielie diametri, kapēc lauka intensitate tinumu centrā ir maza un adata te kautcik manami novēršas tikai pie samērā lielām strāvam. Otrs iemesls — zemes magnetiskais lauks. Novēršoties no magnetiskā meridiana adatai kā pretestība ir jāpārvar zemes lauka horizontalā komponente. Tā kā pēdejā ir ievērojami liela, tad mažas strāvas adatu novērš ļoti maz. Šo zemes lauku reducēt ir grūti, un taisni jau mīnēto lielo galvanometra dimensiju dēļ.

Aiz šiem iemesliem praksē lielo citu konstrukciju galvanometrus. Viņu princips gan ir tas pats: ta vada tuvumā, pa kuņū laiž mērojamu strāvu, pakaj magneta adatu, resp. kādu magnetu sistemu un tad mēro šīs sistēmas novēršanos no līdzsvara stāvokļa. Bet vadus ap magnetu sistemu viņos tin ne kā lielus riņķus, bet gan kā tievas un šauras spoles. Ar to magnetiskais lauks spoļu centrā gan top komplicēts, kapēc te tangens - galvanometra vienkāršo attiecību starp i un H , resp. φ vairs nav, bet toties instrumenta jūtība daudzkārt pieaug. Šo galvanometru raksturīgā īpašība tā tad ir: nekustami stāvošs vads (spoles) un grozīties spējīga magnetiska sistēma. Tapēc arī viņus bieži sauc par iekārto jeb grozāmo magnetu galvanometriem. Kā redzesim vēlāk (§ 251.), daudz precizaki un daudzā ziņā parocīgaki ir d'Arsonval'a tipa — tā sauktie iekārto jeb grozāmo spoļu instrumenti, kuņos mierā stāv magnetiskais lauks, bet proporcionāli strāvai griežas strāvas nesejs vads (spole).

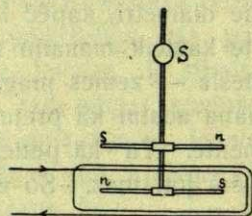
Iekārto magnetu galvanometru konstrukcijas ir dažadas. Vienos magnetadata, vaj vesela adātu sistema (zīm. 151.) piestiprinata tievā kokona, vaj, vēl labak, kvarca diegā iekārtam stienim un novietota strāvas nesejas spoles vidū. Stienim pie-rikots spogulītis, ar kuŗu var vērot magnetiskās siste-
mas novēršanos strāvas laukā. Bieži lieto zīm. 150. redzamos zvana un riņķa magnetus. Tā kā visas šīs sistēmas ir iztaisamas mazas, tad arī pašu spoļu dimensijas var būt mazas, ar ko sasniedzama instru-
menta liela jūtība.



Zīm. 150.
Zvana un riņķa
magnets.

Magneta miera un izejas stāvokli spolē nosaka ta diega vērpes moments, kuŗā viņš ir iekārts. Jo tievaks ir diegs, jo mazaks ir šis moments, jo lielāka tapēc ir instru-
menta jūtība, t. i. jo vairāk pie dotās strāvas magnets viņā novēr-
šas. Tapēc vēl jāgādā par to, lai visa magnetiskā sistēma būtu pietiekoši viegla.

Galvanometra jūtībai preti strādā zemes magnetiskais lauks. Tu-
redams magneta sistēmu vienmēr noteiktā NS — virzienā, viņš pre-
tojas tās novēršanai. Veclaiku instrumentos šo pretestību pārvareja lietojot tā saucamo
astatisko magnetu sistēmu. Tāda rā-
dīta zīm. 151.: divi vienadas, ar iespējami vienadiem magnetiskiem momentiem magnet-
adatas nekustami piestiprinatas kopejam stie-
nim tā, ka viena no tām stāv spoles iekšienē, otra arienē. Uz šādu sistēmu zemes magne-
tiskais lauks tad gandrīz nekādu iespaidu ne-
atstāj. Jaunajos instrumentos kā astazejošo magnetu ņem ārpus galvanometra tīnu-
miem nekustami piestiprinatus lielus magnetus, ar tādu aprēķinu, ka
lai viņi tīnumu iekšienē zemes magnetisko lauku pilnīgi kompensētu
(zīm. 152.). Ar to sasniedzama liela jūtība. Līdz ar to atkrīt vajadzība
galvanometra magnetu pirms eksperimenta orientēt, t. i. nostādīt pa-
raleli zemes laukam, kā tas nepieciešams tangens - galvanometrā.

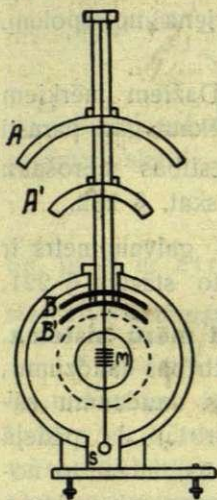


Zīm. 151.
Astatiskā sistēma.

Galvanometra jūtību parasti mēro ar to viena metra atstātumā
novietotas skalas iedaļu skaitu, kuŗas noiet gaismas rādītājs, ja pa
galvanometra tīnumu iet 1 mikroamperu (μA) stipra strāva, vaj ar
to mikroamperu skaitu, kas dod 1 iedaļu uz 1 m atstātumā novietotas skalas.

Viņa ir atkarīga arī no tīnumu pretestības, jo pēdeajā nosaka tī-
numu skaitu pie dotās strāvas intensitātes un otrādi. Galvanometra
strāvas jūtība ir proporcionāla viņa tīnumu pretestības kvadrat-

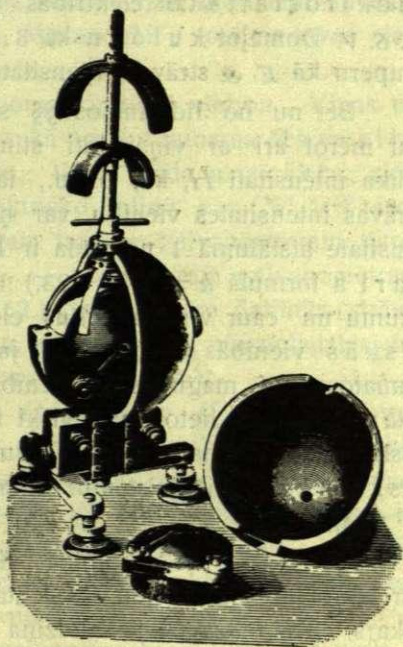
saknei. Vislielākā viņa ir tad, kad tinumu pretestība ir vienāda ar ārejās ķēdes pretestību. Nereti izgatavo galvanometrus ar pārvietojamiem tinumiem tā, lai atstātumu starp viņiem un magnetisko sistemu varetu mainīt. Ar to tad arī jūtību var mainīt plašās robežās. Tagad izgatavo galvanometrus ar jūtību pat līdz 10^{-10} amp.



Zīm. 152.
Bruņu galvanometra
schema.

Strāvu galvanometrā noslēdzot, resp. pārtraucot, tā magnetiskā sistema ne uzreiz nonāk vajadzīgā jaunā stāvoklī, bet iepriekš gaŗaku vaj īsaku laiku svārstas ap to. Jo iekāramais diegs ir tievaks un sistēmas inerces moments lielaks, jō lielaks ir šis svārstības periods. Bieži vien šis svārstības traucē novērojumus; ja pēdejiem aši jaseko vienam aiz otra, tad šo svārstību dēļ tie bieži nemaz nav izdarāmi. Viņas slāpē vai nu mehaniski, pierīkojot iekārtai sistēmai vieglus spārnus, kuŗi gaisā sastop zināmu pretestību, vaj arī — un visbiežāk — elektriskā ceļā, apliekot ap magnetu sistēmu lielas metala masas, resp. novietojot viņu šādu masu iedobumā. Tad, kā rādīts § 268., magneta svārstības rada šās masās strāvas (Fuko-strāvas), kuŗu magnetiskie lauki aptur galvanometra magneta šūpošanos. Ari galvanometra jūtība izrādas atkarīga no magneta svārstības. Viņa ir proporcionāla tā perioda kvadrātsaknei.

Ļoti jūtīgi instrumenti ir padoti visiem magnetiskiem iespaidiem, kuŗu bez zemes magnetiskā lauka var būt ļoti daudz. Tā, piem., laboratorijas tuvumā ejošā tramvaja, apgaismošanas tīkla magnetiskais lauks u. t. t. Lai no tiem izsargātos, jūtīgus galvanometrus iezlēdz dzelzs, resp. tērauda čaulās. Tā dabū tā saucamos bruņ galvanometrus.



Zīm. 153.
Bruņu galvanometrs.

Zīm. 152. un 153. rāda Gulbis, Fizika II.

vienu no tiem. A, A_1 ir viņa ārejie, B, B_1 iekšējie astazejošie magneti, M pati magnetiskā sistema, S — spogulītis. Ar raustītās līnijas riņķi apzīmēts spoļu stāvoklis. Zīm. 153. lejā redzama viena no spoļem. Šāds instruments ir ļoti jūtīgs.

Galvanometru pretestība var būt ļoti dažāda. Dažiem mērķiem vajadzīgas pretestības pat vairāki simtstūkstoši omu, kaut gan parasti vajadzīgs ap 400—6000 Ω . Par galvanometra pretestības mērošanu bija runa § 224. Par iekārto spoļu galvanometriem skat. § 252.

Ari lielu strāvu mērošanai — kā ampermetrs — galvanometrs ir noderīgs, ja viņam blakus pievieno šantū, kā par to stāstīts § 221.

§ 249. Elektrostatiskā un elektromagnetiskā mēru sistema.

Elektriskās strāvas intensitāti i parasti mēro ar to elektrības daudzumu, kas vadam vienā laika vienībā iziet cauri. Elektrības daudzumu savukārt mēro ar Coulomb'a likuma izteiksmi (§ 191.) Ja pēdējā atstātums un spēks ir mērīts absolūtās CGS - vienībās, tad ar to noteikto elektrības daudzuma vienību mēs nosaucām par absolūto elektrostatisko elektrības daudzuma vienību, ar apzīmējumu $E. S. V.$ Domājot kolu nu kā $3 \cdot 10^9$ šādu $E. S.$ vienību, mēs dabūjam amperu kā $E. S.$ strāvas intensitātes vienību.

Bet nu no līdzšīņajos §§ sacītā redzams, ka strāvas intensitātē var mērot arī ar viņai ļoti stingri proporcionālo viņas magnetiskā lauka intensitāti H , kā, piem., tangens - galvanometrā. Tapēc par strāvas intensitātes vienību var ņemt arī tādu strāvu, kuņas lauka intensitāte atstātumā 1 no vada ir 1 vienība. Tad vispārīgā Biot-Savart'a formulā $k = 1$ (§ 223.) un līdz ar to tad var elektrības daudzumu un caur viņu arī citus elektriskos lielumus izteikt magnetiskās vienībās un tā dabūt jaunu elektrisku mēru sistemu, kuņas pamatos būtu magnetiskās vienības. Šāda sistema arī tiešam ir radīta; viņu bieži lieto un sevišķi tur, kur kādā aprēķinā saistas elektriski lielumi ar magnetiskiem lielumiem. Viņu sauc elektro-magnetisko mēru vienību sistemu. Uz priekšu šīs sistēmas vienības apzīmēsim ar $E. M. V.$

Ari $E. M. V.$ ir absolūtas vienības, jo arī magnetiskos lielumus var mērot absolūtās vienībās. Starp viņu un $E. S.$ - sistemu ir ciešs sakars. Tas redzams, ja salīdzina strāvas intensitātes dimensijas vienā un otrā. (No tangens - galvanometra formulas

$$i = \frac{1}{2} H r$$

ir redzams, ka absolūtā $E. M.$ — sistemā i dimensija ir

$$[i_m] = cm[H] = \frac{cm[f]}{[m]} = cm^{\frac{1}{2}}gr^{\frac{1}{2}}sec^{-1} \text{ (skat. § 237.)}$$

Absolutā *E. S.* sistēmā šī lieluma dimensija (§ 191.) ir

$$[i_e] = cm^{\frac{3}{2}}gr^{\frac{1}{2}}sec^{-2}$$

Salīdzinot šīs izteiksmes, dabūjam abu sistēmu attiecību kā dimensijas skaitli *c*

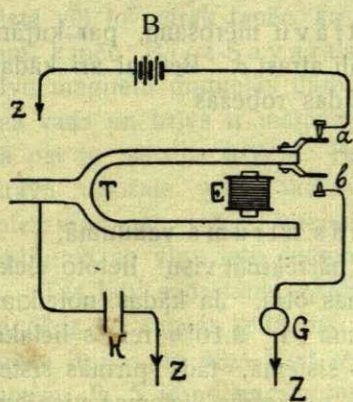
$$c = \left[\frac{i_e}{i_m} \right] = \frac{cm}{sec}$$

un, proti, ar ātruma dimensiju. Kā viegli saprast, tādā pat attiecībā stāv abās sistēmās mērotie elektrības daudzumi $\frac{e_e}{e_m}$.

Šis sakars starp abām mēru sistēmām var izlikties nenozīmīgs un nesakarīgs, jo nav viegli iedomāties, kā ātrumam kā fizikālam lielumam var būt kāda reāla nozīme elektrostatisko un elektromagnetisko mēru attiecībās. Bet tomēr tas tā ir. Pat vēl vairāk: ar to ir izteikts viens no vissvarīgākajiem dabas likumiem — sakars starp elektrisko un magnetisko lauku. Kā redzēsim vēlāk, runājot par indukciju un elektromagnetisko viļņu izplatīšanos telpā, Maxwell's to licis savas elektromagnetiskās gaismas teorijas pamatā.

Vēl jo brīnīšķīgāka ir šīs attiecības skaitliskā vērtība. Viņas dabūšanai ir vairākas metodes. Kā visveicākā no tām mināma Maxwell'a (Weber—Kohlrausch'a) metode. Viņā kāda noteikta, zināmas kapacitātes *C* kondensatora elektrisko lādiņu $e = CV$ laiž cauri jūtīgam tangens-galvanometram, pareizāki — balistiskam galvanometram, (§ 252.) un tad mēro dabūtās strāvas lauka intensitāti ar magnetadatas novērošanu (zīm. 154.).

B ir baterija, *K* — kondensators. *Z* ir vads uz zemi, *T* — toņdakša, starp kuņas zariem ir mazs elektromagnets *E*. Ar pēdejo dakšas zariem var pēc patikas ilgi likt vibret. *a* un *b* ir asumi, kuņiem pieskaņoties dakšas zars vaj nu savienojas ar bateriju *B*, vaj ar galvanometru *G* un caur viņu ar zemi. Toņdakšas kāja savienota ar vienu kondensatora *K* klājumu. Tanī



Zīm. 154.
c — atrašanas metode.

stāvoklī, kādu rāda zīm. 154., baterija cauri toņdakšai pievienota kondensatoram, kapēc pēdejšais, aizlādedamies līdz potencialam *V*, uzņem

lādiņu $e = CV$, ja C ir viņa kapacitāte. Dakšai vibrojot, nākošā mirklī, kad tās zars, atrāviēs no a , dos kontaktu pie b , kondensatora lādiņš pa dakšas zaru, kontaktu b un galvanometru G varēs izlādeties. Pēc tam kontakts rasies atkal pie a , kapēc kondensators lādesies atkal ne jauna, tad atkal izlādesies u. t. t. Ja dakšas vibrāciju skaits sekundē ir n , tad cauri galvanometram vienā sekundē izgājušais elektrības daudzums būs

$$i_e = nCV \quad E. S. V.$$

Ja vien n būs pietiekoši liels, galvanometrs savas lielās inerces dēļ atsevišķos impulsus nemanīs un visus viņus uzņems kā stacionāru strāvu, pie kam viņa rādītājs novērsies par φ .

Tad

$$i_m = R \operatorname{tg} \varphi \quad E. M. V.$$

Atminot, ka

$$C = \frac{S}{4\pi d} \quad E. S. V.,$$

rakstam

$$i_e = \frac{nSV}{4\pi d}.$$

No tā

$$c = \frac{i_e}{i_m} = \frac{nSV}{4\pi dR \operatorname{tg} \varphi}.$$

Tā izmērojot V un φ un zinot n , S , d un R , dabū c — attiecību starp abām mēru sistemu vienībām.

Ari tā saucamo konvekcijas strāvu mērošana, par kuřām būs runa § 254., dod iespēju eksperimentāli atrast c . Bet lai arī kādas būtu lietotās metodes, eksperimentālās kļūdas robežas

$$c = 3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}.$$

Kā zināms, tas ir gaismas izplatīšanās ātrums vakuumā.

Zinot c skaitlisko vērtību, viegli var pārrēķināt visu lietoto elektrisko lielumu vienības no vienas sistēmas otrā. Ja kādas noteiktas strāvas intensitātes izteiksme $E. S.$ - sistēmā ir $3 \cdot 10^{10}$ reizes lielāka par tās pašas intensitātes izteiksmi $E. M.$ - sistēmā, tad pirmās sistēmas vienība ir $3 \cdot 10^{10}$ reizes mazāka par otrās sistēmas vienību. Praktiskā strāvas vienība $E. S.$ - sistēmā ir ampers = $3 \cdot 10^9 E. S. V/sec$. Tas dod attiecību

$$1 \text{ ampers} = 0.1 E. M. V.$$

jeb 1 $E. M.$ strāvas intensitātes vienība ir 10 ampers.

Volts ir praktiskā *e. dz. s.*, resp. potenciāla vienība *E. S.* - sistēmā $= \frac{1}{300} E. S. V.$ Ņemot vērā nupat sacīto un to, ka lai arī kā mēs lie-

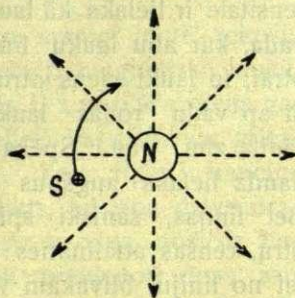
totās vienības neizteiktu, lielumam $\frac{e}{V}$ kā ņemtā ķermeņa kapacitātei ir jābūt konstantam, dabūjam, ka *e. dz. s.* vienība *E. S.* - sistēmā ir 3.10^{10} reizes lielāka par *E. M.* - sistēmas *e. dz. s.* vienību, un ka tapēc

$$1 \text{ volts} = \frac{3.10^{10}}{3.10^2} = 10^8 E. M. V.$$

Tādā pat ceļā dabūjam arī pārējo lielumu vienību samērus.

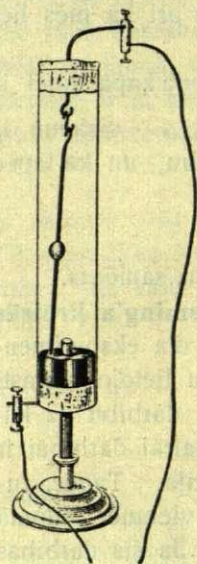
§ 250. Strāvas vads magnetiskā laukā. Fleming'a kreisās rokas likums. Biot-Savart'a likums ir Oersted'a eksperimentālā rezultāta precīzs un vispārējs formulējums. Viņu lietojot parasti domā par strāvas magnetiskā lauka ponderomotorisko darbību uz kādu viņas tuvumā novietotu magnetpolu. Bet dabā katrai darbībai ir vienmēr vienāda un preti vērsta pretdarbība — reakcija. Tapēc, runājot par kādu ķermeņa „darbību“ uz otru ķermeni, vienmēr jādomā abu šo ķermeņu savstarpējā (mutuelā) darbība. Ja šīs darbības rezultātā rodas kustība, tad vispirms kārtā un visvairāk kustas tas no abiem ķermeņiem, kuŗa brīvība ir lielāka. No tā spriežam, ka ja strāvas vads, resp. tā magnetiskais lauks darbojas uz viņa tuvumā noliktu magnetpolu (magnetu), tad arī otrādi — šis pols (magnets) darbojas uz strāvas lauku, resp. strāvas vadu. Šāds spriedums ir loģisks un vietā vēl jo vairāk tapēc, ka strāvu nesošs vads ir ekvivalents magnetam, kapēc Biot-Savart'a likums savā būtībā nav nekas cits, ka divu magnetu mutuelās darbības apraksts. Tapēc, ja nekustīgs ir strāvas vads un brīvs ir magnetpols, kustas pēdejs, rotdams ap strāvu, kā par to stāstīts § 243. Bet ja nekustīgs būs pols un brīvs būs strāvu nesošais vads, tad sagaidāms, ka rōtes viņš un rōtes virzienā, kādā pirmā gadījumā ap viņu ietu magnetpols.

Tas labi saprotams, skatoties zīm. 155. Ja *N* ir no augšas redzams ziemeļpols, tad spēka līnijas no viņa iziet radīali uz visām pusēm. Ja *S* ir no augšas lejup vērsta strāva (normāla zīmejuma plāksmai), tad pēc Amper'e'a likuma polam būtu ap viņu jāgriežas pulksteņa rādītāja virzienā. Bet ja viņš ir nekustīgs un kustīgs ir vads, tad pēc reakcijas principa jākustas vadam un proti līkās viengabalainās bultas virzienā.



Zīm. 155.
Strāva pola tuvumā.

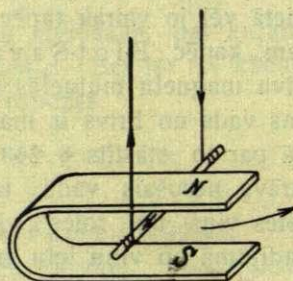
Novērojumi šo slēdzienu arī apstiprina. Zīm. 156. rāda magneta stieni ar koka kāju, kuŗa augšējam galam ar korķi uzstiprinats stikla cilindrs ar dzīvsudrabu. Cilindra augšējam korķim iet cauri kāsitis, kuŗā iekārts resnas vaŗa drāts gabals tā, ka viņa lejas gals drusku iegrimst dzīvsudrabā. Kad dzīvsudrabu (cauri apakšējam korķim) pievieno pie baterijas viena, augšējo kāsiti pie otra pola, iekārtā stieņa lejas gals tūliņ sāk ap magnetu rotēt un taisni tādā virzienā, kā to prasa reakcijas princips. Ja strāvas virzienu pārmaina, mainas uz preteju arī rotācijas virziens.



Zīm. 156.
Vada rotācija ap
polu.

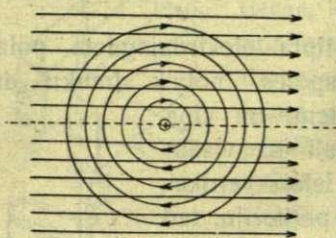
Zīm. 157. rāda vada gabalu, kas lokanās drātīs iekārts starp pakava magneta poliem. Kad pa viņu (vadu) laiž strāvu bultu norādītā virzienā (kad magneta poli kā zīmejumā), magnets viņu no sevis cenšas izstumt. Preteajā virzienā strāvai ejot vads tiek magnetā rauts iekšā. Kā viegli saprast, arī šī vada kustība norisinās pēc reakcijas principa.

Visas šīs parādības vēl jo labāki saprotamas, ja sīkāk pēta strāvas un magnētpola lauku kombināciju. Zīm. 158. rāda schematisku šādu kombināciju: tas ir taisna vada koncentriskās spēku līnijas, kuŗas šķeļ homogēns, horizontāls un vadam perpendikulārs magnētisks lauks. Augšpus vada, kur abu lauku spēku līnijas iet vienā virzienā (sumējas), rezultējošā lauka intensitāte ir lielāka kā lauka intensitāte lejpus vada, kur abu lauku līnijas iet preti viena otrai; tē lauki viens otru pavājina. Tā galā ap vadu rodas lauks, kas schematiski rādīts zīm. 159. Spēka līniju blīvums ir daudz lielāks augšpus vada kā zem viņa. Bet līnijas, sāniski spiezdamas viena uz otru, cenšas attālināties viena no otras. Tapēc arī pats vads ir spiests iet no līniju blīvākām vietām uz tām, kur viņas guļ retāki, — mūsu gadījumā no augšas uz leju, kā to rāda bulta. Ja mainītos strāvas virziens, līnijas rezultējošā laukā blīvāki ietu figūras lejas daļā, kapēc vads ietu preteajā virzienā — augšup. Tāpat viņa kustībai būtu pretejs virziens, ja mainītos ārējā magnētiskā lauka virziens.



Zīm. 157.
Strāvas vads starp mag-
neta poliem.

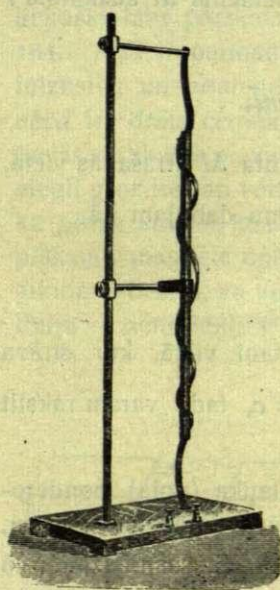
Strāvas vada kustību magnetiskā laukā domājam kā Biot-Savart'a likumā paredzētās darbības reakciju, kuŗam katram gadījumam



Zīm. 158.
Strāvas un pola lauki.

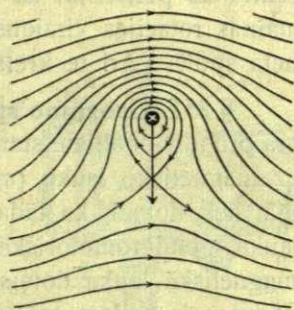
ikšķis rāda vada kustības virzienu. Šo formulu parasti sauc par kreisās rokas likumu.

Nemot šo likumu palīgā, varam pārlicināties, ka ar viņu jo viegli aprakstami nupat minētie novērojumi. Tāpat arī zīm. 160. rādītais: ja gaŗa, vertikāli nostādīta



Zīm. 160.
Aptišanās ap magnetu.

tad strāvai pa to ejot, viņš ap magnetu aptinas. Kad maina strāvas virzienu, vads no magneta notinas un tūlī atkal uztinas pretejā virzienā. Uztīšanās virzienu rāda Fleming'a likums.

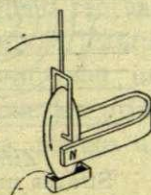


Zīm. 159.
Rezultējošais lauks.

Tālākam aprakstam svarīgi ir vēl sekošie divi vada kustības piemēri magnetiskā laukā. Pirmais ir tā saucamais Barlow'a riteņa gadījums (zīm. 161.). Neliela vaŗa ripa var griezties ap horizontālu asi. Zem ripas ir trauciņš ar dzīvsudrabu, tā palikts, lai ripa dzīvsudrabā drusku iegrimtu. Ar to viņa noslēdz baterijas ķēdi, kuŗas poli pievienoti ripas asij un dzīvsudrabam arī tad, kad viņa griežas. Ja nekur tuvumā nekāda magnetiska lauka nav, ripa, saprotams, stāv mierā. Bet ja viņai pieliek klāt pakava magnetu tā, ka tās apak-

šējā daļa stāv starp viņa poliem, viņa tūliņ sāk griezties likās bultas norādītā virzienā. Griešanās ir preteja, ja mainas strāvas virziens ripā vaj arī magnetiskā lauka virziens. Ari tas viegli atrodams ar kreisās rokas likumu.

Otrs gadījums ir sekošais. Ja uz stipra elektromagneta pola jeb vertikāli nostādītas resnas drāts spoles noliek trauku ar elektrolītu, piem., $Cu SO_4$ šķīdumu ūdenī, un viņā strāvu laiž tā, lai ta ietu no centra radially uz visām pusēm, kas panākams, ja vidū šķīdumam ielaiž vertikālu vadu un otru ņem kā sloksni pa viņa periferiju, tad elektromagnetu, resp. spoli ierosinot, elektrolīts traukā sāk ap vertikālo vadu, resp. magneta serdi strauji griezties. Griežas viņš uz vienu pusi, kad strāva viņā iet no centra uz periferiju, uz otru — preteji gadījumā. Tāpat mainas rotācijas virziens, ja pārmaina strāvu elektromagneta spolē. Ari te kreisās rokas likums palīdz noteikt rotācijas virzienu.



Zīm. 161.
Barlow'a
ritenis.

§ 251. Grozamo spoļu instrumenti. Stīgas galvanometrs. Stīgrā proporcionalitāte starp elektriskās strāvas ponderomotorisko iespaidu uz magnetisko lauku (magnētu), kas izteicās Biot-Savart'a likumā, liek domāt, ka tāda pat viņa būs arī preteji efektā — magnetiskā lauka ponderomotoriskā iespaidā uz strāvas neseju vadu. Ja m ir magnetiskā lauka dotais stiprums, tad strāvas i elements Δl atstātumā r no viņa ir padots spēkam

$$\Delta F = \frac{im \Delta l}{r^2} \sin \theta = i \Delta l H \sin \theta.$$

$H = \frac{m}{r^2}$ te ir magnetiskā lauka intensitāte elementa Δl atrašanās vietā.

Bezgalīgi gaļa vada gadījumā visu šo spēku sumu dabūjam kā

$$F = \frac{2im}{r_0} = 2ir_0H_0,$$

(§ 224.) ja $H_0 = \frac{m}{r_0^2}$ apzīmē lauka intensitāti tanī vietā, kur strāva polam stāv vistuvāk. Tā kā te $2r_0H_0 = \text{const} = c$, tad varam rakstīt

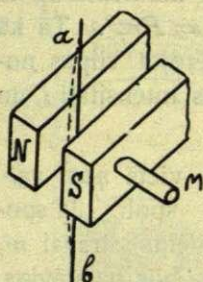
$$F = ci.$$

No ta redzams, ka izmērojot kāda magnetiska lauka (pola) ponderomotorisko iespaidu uz strāvas vadu, dabūjam strāvas intensitātes mēru.

Šāda strāvas intensitātes mērošana visvienkāršāki sasniedzama tā sauktā stīgas galvanometrā, kuļa ideju devis Einthoven's (1903.) Viņa princips saprotams no zīm. 162. Starp stipra permanenta

vaj elektromagneta poliēm NS , perpendikulāri spēka līnijām, viegli

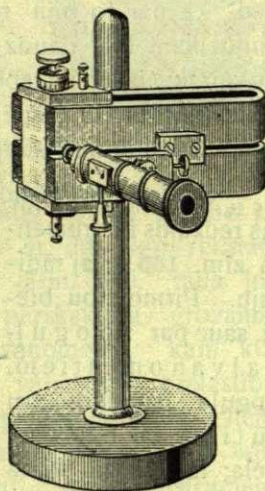
iestiepta ļoti tieva un viegla metāla drāts — „stīga” ab , pa kuru laiž mērojamo strāvu. Tad stīga izliecas, kā to prasa kreisās rokas likums, un proporcionāli strāvas intensitātei i . Šai izliekšanai preti darbojas stīgas stiepes pretestība; tapēc stīga būs miera stāvoklī, kad abi šie iespaidi viens otru kompensēs, ko novēro mikroskopā M ar okulārmikrometru. Stīgas galvanometra labā īpašība ir viņa vieglā uzstādīšana, neatkarība no satricinājumiem un tas, ka viņa rādītājs — stīga, strāvai pazūdot atgriežas savā sākuma (nulles) stāvoklī gandrīz pēkšņi un bez šūpošanās. Tapēc viņš noderīgs arī aši



Zīm. 162.
Stīgas galvanometra schema.

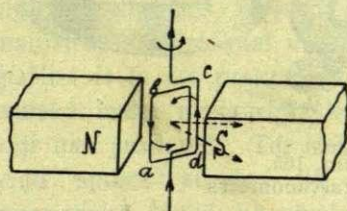
mainošos strāvu mērošanai. Ta ārejš attēls redzams zīm. 163.

Praksē plašāki lieto uz šī paša principa konstruētus mērošanas instrumentus, kuros vienas drāts vietā magnetiskā laukā ierīkots viegli grozāms vesels drāšu tinums (spole), kapēc viņus arī sauc par grozāmo spoļu (tinumu) instrumentiem. Viņu konstrukcijas ideju pirmais devis $D' Arsonval's$, kapēc dažreiz viņus sauc arī viņa vārdā. Te notiekošais labi pārskatāms schematiskā zīm. 164. N, S ir permanenta magneta poli ar intensīvu un homogēnu lauku starp viņiem. $abcd$ ir drāts četrstūris (cilpa), kas iekārta tievās vertikālās pievaddrātīs tā, ka viņš var viegli grozīties ap vertikālu asi. Pieņemsim, ka pirms strāvas laišanas cilpa stāv ar savu plāksmu magneta spēka līnijām ne perpendikulāri, bet tā, ka viņas normale dod ar šo līniju virzienu leņķi θ . Tad strāvai pa cilpu



Zīm. 163.
Stīgas galvanometrs.

bultas norādītā virzienā ejot, viņas mala ab tiks dzīta prom no magneta ziemeļpola, mala cd — no dienvidpola, kapēc visa cilpa centisies griezties līko bultu virzienā, t. i. centisies ar savu plāksmu nostāties perpendikulāri magnetiskā lauka spēka līnijām. Šo griešanos kavēs iekājamā drāšu vērpes pretestība, kas būs proporcio-



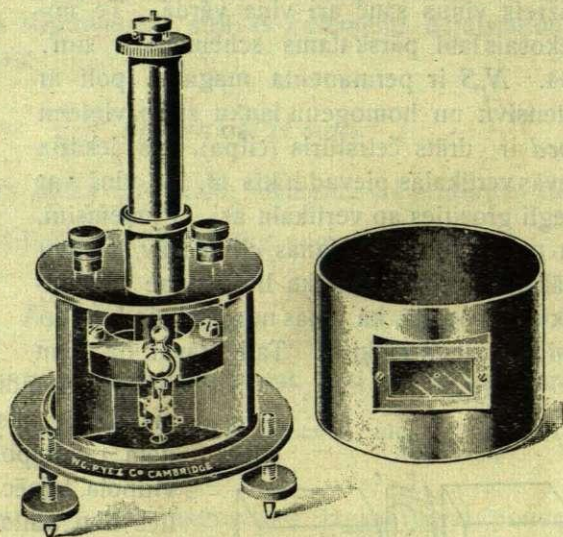
Zīm. 164.
Grozāmās spoles schema.

nala vērpes leņķa kvadrātam φ^2 . Ja šīs pretestības griešanās momentu ap vertikālo asi apzīmēsim ar P un magnetiskā lauka momentu ap to pašu asi ar M , tad cilpa nostāsies stāvoklī, kurā $M = Pr\varphi^2$. Tā kā M ir tieši proporcionāls strāvas intensitātei i , tad mērojot cilpas novēršanos φ no viņas miera stāvokļa, var mērot strāvas intensitāti i , un tad šādu instrumentu lietot kā galvanometru.

Lai instrumenta jūtība būtu lielāka, vienas cilpas vietā ņem vairākas — uz viegla alumīnija vaj koka rāmiša uztiātu spoli. Ja spolei ir n tinumu, tad ab magnetiskā ziņā būs ekvivalents strāvai ni , tāpat pretejs sāns bc , jo katrs tinums ar savu strāvu i būs patstāvīgs. Tāpēc magnetiskais lauks uz visu spoli darbosies tā, itkā pa viņas tinumiem ietu strāva ni .

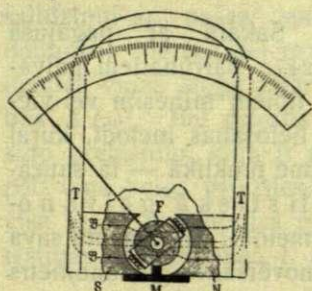
Arejā magnētiskā lauka labākas izmantošanas dēļ spoles vidū novieto mīkstu dzelzs cilindru, kā tas redzams zīm. 165 un 166 *F*. Tad, kā par to bija runa § 238., viņš sevī koncentrē jo daudz spēka līniju, kam līdz daudz līnijas iet arī spoles plāksmai cauri. Lai vēl jo vairāk aizkavētu spēka līniju aizplūšanu un izkļaušanu, magnēta polus cenšas cik iespējams, vienu otram tuvināt, novietojot grozāmo sistēmu iedobumā starp viņiem (zīm. 165.).

Spoles novēršanos novēro vaj nu ar viņai pietaisītu spogulīti, kā tas redzams instrumentā zīm. 165., vaj rādītāju. Pirmo tipu bieži sauc par spoguļgalvanometriem. Spoguļa galvanometru jūtība var būt visai liela; tas pirmā kārtā atkaras no uzkaļķamās drāts tievuma. Jo tievāka ir pēdējā, jo jūtīgāks ir instruments. Bet lai tanī pašā laikā viņš būtu arī kaut cik izturīgs, spolei jābūt vieglai. Modernos instrumentos šo spoļu svars ir reducēts līdz grama daļai, kāpēc ar viņiem tad arī mērojamas strāvas līdz 10^{-10} amp. Bet ne visur viņus



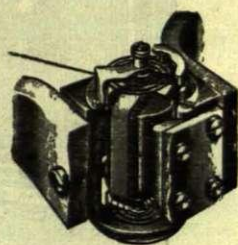
Zīm. 165.
Spoguļgalvanometrs.

ir parocīgi lietot, piem., teknikā, kur apstākļi ne katreiz pieļauj spoles pareizu uzkāršanu. Tapēc pēc Weston'a C^o. (Amerikā) parauga izgatavo instrumentus, kuņos spole var grozīties ap asi, kas ar saviem smailiem galiem atbalstas cieta tērauda gultnēs. Spoles stāvokli, resp. griešanās pretestību nosaka atsperes, kas kalpo arī kā strāvas pievadītājas un kuņas spolei pagriežoties savelkas (zīm. 166. un 167.). Spolei ir pietaisits rādītājs, kas staigā pa skalu (zīm. 168). Zīm. 169. redzams viens no Weston'a taisytiem instrumentiem.

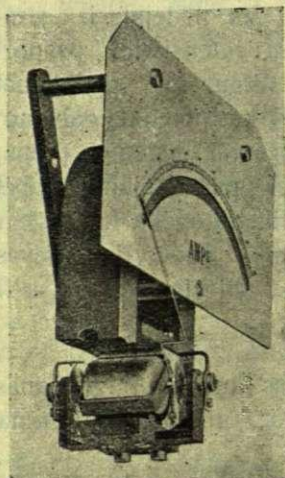


Zīm. 166.
Weston'a instrumenta
schema.

Gan šie instrumenti nav tik jūtīgi, jo te asij grozoties, gultnēs sastaptās pretestības ir lielakas par tievas drāts vērpes pretestību. Bet līdz apm. 10^{-4} amp. jūtībai šie instrumenti ir apbrīnojami precīzi, kāpēc noderīgi arī zinātniskos pētījumos.



Zīm. 167.



Zīm. 168.

Šos rādītāju —

galvanometrus var šantēt un tad graduet kā ampermetrus, vaj arī ar attiecīgu reostatu lietot kā voltmetrus. Zīm. 170. rāda ļoti parocīgu un viegli pārskatamu grozamas spoles rādītāja galvanometru, kam klāt arī kā šants, tā vajadzīgā pretestība, kapēc viņu var plašās robežās lietot kā ampermetru, galvanometru un voltmetru. — Grozamo spoļu instrumenti ir „viena virziena“ instrumenti: viņos strāva jalaiz noteiktā virzienā, kapēc pirms viņa lietošanas vienmēr jaskatās, kur

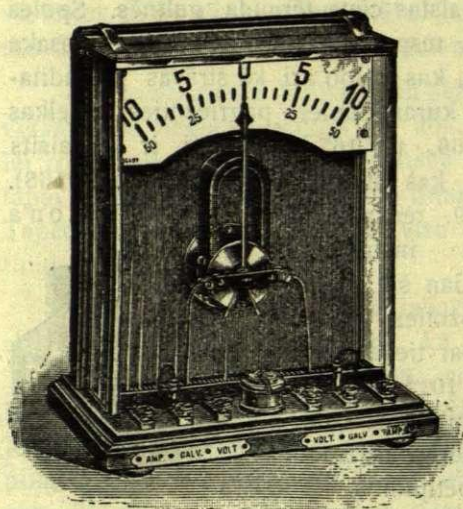
viņiem atzīmets „+“, kur „-“. Tapēc maiņstrāvas mērošanai viņi neder. Bet viņu labā īpašība ir ta, ka praktiski viņi ir no zemes magnetiskā lauka neatkarīgi, kapēc pirms lietošanas viņi nav jaorientē. Tas izskaidrojams ar to, ka viņu spoles atrodas tik stiprā (permanentā) magnetiskā laukā, ka vājjam zemes laukam uz tām nav nekāda manama iespaids.



Zīm. 169.
Weston'a ampermetrs.

§ 232. aprakstītais Boys'a radiomikrometrs (zīm. 115.) arī ir grozamo spoļu instruments.

§ 252. **Balistiskais galvanometrs.** Sakarā ar pagājušā



Zīm. 170.
Demonstrāciju galvanometrs.

§ un § 247. pārrunātiem galvanometru tipiem minesim vēl vienu viņu lietošanas metodi, kurai liela nozīme praktikā — tā saucamo balistiskā galvanometra metodi. Konstantu sava rādītāja novēršanos galvanometrs dod tikai pastāvīgas, konstantas strāvas gadījumā. Ja, turpreti, strāva ir īsa, ja cauri galvanometram iet kāds īss strāvas impulss, kāds rodas, piem., kādu kondensatoru izlādejojot, galvanometra kustīgā daļa dabū pārejošu grūdienu. Šis pēdejs ir strāvas impulsa intensitātei proporcionāls. Viņu var pielīdzināt spēkam F , kas, pielikts galvanometra grozamai sistēmai, piem.,

spolei, ierosina to kustībā, resp. piedod tai paātrinājumu. Bet nu mehanika māca (I, § 24), ka ķermenim pieliktais spēka impulss ir vienāds ar ķermeņa iegūto kustības daudzumu mv . Tapēc, ja strāvas impulss pa galvanometru ir gājis τ sekundes, tad attiecīgais impulss ir

$$F\tau = mv.$$

Te v ir spoles iegūtais ātrums. Tā kā te viņas kustība ir griešanās kustība, tad m vietā jāņem inerces moments I un lineārā ātruma v vietā leņķa ātrums ω (I. § 54.):

$$F\tau = I\omega.$$

Bet F ir proporcionāls strāvas impulsa intensitātei, tapēc

$$\alpha i\tau = I\omega,$$

kur α ir proporcionalitātes faktors; spoles gadījumā viņš dots ar HS , ja S ir spoles laukums un H — ārējā (magneta) lauka intensitāte viņā. $i\tau$ ir galvanometram cauri izgājušās elektrības daudzums q

$$q = i\tau.$$

No tā redzam, ka izmērojot galvanometra spoles leņķa ātrumu ω un

zinot viņas inerces momentu, var atrast galvanometram cauri laistā impulsa nesto elektrības daudzumu q .

Leņķa ātrumu ω tieši atrast nevar, bet gan aplinkus. Kad impulss, salīdzinot ar pašas spoles svārstības periodu, ir īss, spole, triecienu dabūjusi, inerces dēļ grieziesies arī pēc viņa tālāk. Ja impulsam beidzoties viņas leņķa ātrums būs ω , tad tās kinētiskā enerģija šīnī brīdī būs $\frac{1}{2} I \omega^2$. Bet griezdamās un iekāņamo diegu savērpdama, spole sastop pretestību, kuŗa ir proporcionāla vērpes leņķa kvadrātam Θ^2 . Tapēc viņa beigs griezties, sasniegdama maksimālo novēršanos Θ_0 , kad visa viņas, no impulsa gūtā kinētiskā enerģija būs iztēreta vērpes pretestības pārvarešanai, t. i. kad būs

$$\frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{1}{2} c \Theta_0^2;$$

te $\frac{1}{2} c$ ir konstante — spoli atpakaļdzenošais spēka moments pie $\Theta = 1$. Kombinejot šo ar agrāk dabūto vienādību $HSq = I\omega$, dabūjam

$$q = \frac{\sqrt{Jc}}{HS} \Theta_0.$$

Iekārta spole ir fizisks pendelis, kuŗa inerces moments saistas ar viņa periodu un atpakaļdzenošo momentu c formulā (I, § 58.).

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

Tapēc

$$q = \frac{cT}{2\pi HS} \Theta_0,$$

jeb

$$q = G\Theta_0,$$

ja ar G apzīmejam konstanto lielumu

$$G = \frac{cT}{2\pi HS}.$$

Tā zinot G un izmērojot galvanometra rādītāja strāvas impulsā dabūto maksimālo atvēršanos, var atrast cauri viņam izgājušās elektrības daudzumu. No ta arī šāds galvanometrs dabūjis savu nosaukumu — balistiskais. G ir galvanometra balistiskā konstante.

Par balistisku var būt arī iekārta magneta galvanometrs, ja vien viņa magneta šūpošanās periods, salīdzinot ar mērojamā impulsa ilgumu, nav pārāk īss. Šīnī gadījumā

$$q = \frac{HT}{\pi g} \sin \frac{\Theta_0}{2},$$

kūr H ir ta lauka intensitate, kuŗā galvanometra magnets atrodas (atpakaļdzenošais spēks, piem., zemes magnetiskais lauks) un g —galvanometra spolē strāvas intensitates vienības dotais lauks. Pie maziem leņķiem tas dod

$$q = \frac{HT}{2\pi g} \Theta_0.$$

Iekārto spoļu galvanometrā $\frac{HS}{c}$, kā griezeja un pretestības spēku momentu attiecība, izteic galvanometra jūtību. Tāpat iekārta magneta instrumenta gadījumā jūtību izteic $\frac{g}{H}$. Apzīmējot viņu ar s , varam rakstīt

$$q = \frac{T}{2\pi s} \Theta_0.$$

Tas rāda, ka balistiskā galvanometra jūtība $\frac{\Theta_0}{q}$ ir proporcionāla viņa konstantas strāvas jūtībai.

Par balistisko galvanometru tā tad var būt kuŗš katrs galvanometrs, ja vien viņa grozamās sistēmas inerces moments ir pietiekoši liels. Ja tas nav, inerci var palielināt, uzliekot spolei vaj magnetam kādu simmetrisku nastu ar lielu momentu. Bet kā rāda augšējā formula, balistiskā jūtība ir preteji proporcionāla periodam. Tapēc inerces momentu kustīgai sistēmai pārk lielu dot nedrīkst. Praksē lietoto balistisko galvanometru periods ir ap 4 — 7 sek.

Augšējās formulas mēs dabujām pieņemot, ka galvanometra spoles svārstības ir pilnīgi brīvas, t. i. ka tās iegūto leņķa atrumu ω nosaka tikai diega vērpes moments un impulss F ; tad amplitude Θ_0 dod impulsa nestā elektrības daudzuma mēru. Bet nu neviena reāla svārstība nav pilnīgi brīva, bet daudz vaj maz dzīestošā. Ta iemesls meklejams tanīs daždažādās berzes pretestībās, kas oscillejošai sistēmai ceļā pagadas (skat. I, § 41.). Tapēc arī balistiskā galvanometrā Θ_0 ir mazāks par īsto, un tapēc, ja gribam dabūt pareizu rezultātu, jaatrod attiecīga korekcija.

To panāk, ja zina logaritmisko dekrementu λ (I, § 41). Tad īstais Θ ir

$$\Theta = \Theta_0 e^{\frac{\lambda}{2}}.$$

Attīstot $e^{\frac{\lambda}{2}}$ rindā un aprobežojoties ar λ pirmo pakāpi, dabujam tuveni

$$\Theta = \Theta_0 \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right)$$

un ar to

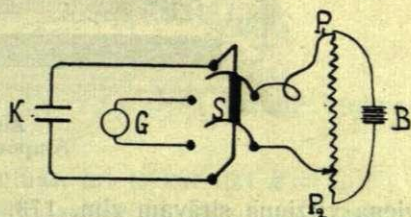
$$q = \frac{T}{2\pi s} \Theta_0 \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right)$$

iekārtas spoles instrumenta gadījumā un

$$q = \frac{T}{\pi s} \sin \frac{1}{2} \Theta_0 \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right)$$

iekārta magneta gadījumā. Θ_0 ir novērotais maksimalais novērsiens. Bet šīs formulas lietojot jāatminas, ka viņas noder tikai pie maziem λ , t. i. ne pārāk āši dziestošām svārstībām. λ atrod novērojot brīvi oscillejošas galvanometra spoles divi vaj vairak sekojošas amplitudes.

Proporcionalitāti starp q un Θ_0 balistiskā galvanometrā var pārbaudīt sekošā eksperimentā (zīm. 171.). K ir kondensators ar noteiktu kapacitāti C , B —baterija, P_1, P_2 , — potenciometrs, G —galvanometrs. No-stādot ieslēdzeju S kā rādīts zīmējumā, kondensatoru aizlādē līdz potenciometra dotam potencialam V . Tā viņš uzņem lādiņu $Q = CV$.



Zīm. 171.
Balistiskais galvanometrs.

Nu S pārmet uz otru pusi, no kam kondensators cauri galvanometram izlādejas, un novēro rādītāja — parasti gaismas stara, maksimālo atvērzienu Θ_1 . Tad ņem uz potenciometra $V_2 = 2V_1$ un eksperimentu atkārto; tad dabū $\Theta_2 = 2\Theta_1$; $V_3 = 3V_1$ dod $\Theta_3 = 3\Theta_1$, u. t. t. Tas apliecina stingru proporcionalitāti.

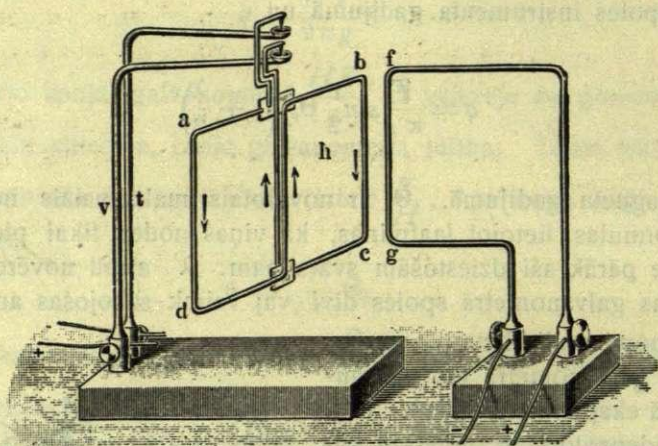
Ja kapacitāte C ir zinama, tad ar šo metodi var atrast arī G . Par balistiskā galvanometra lietošanu induceto strāvu mērošanai skat. § 264.

§ 253. Divu strāvu savstarpejās ponderomotoriskās darbības.

Elektrodinamometrs. Domājot strāvas vadus ekvivalentus magnetiem ir paredzams, ka arī starp pašiem vadiem būs ponderomotoriska iespaidošanās. Ampère's ir rādījis, ka tas tiešām tā, ar to likdams pamatus elektrodinamikai vārda šaurākā nozīmē. Visvienkāršāki tas novērojams ar diviem brīvi iekārtiem strāvu solenoidiem: tā kā katrs no tiem ir ekvivalents magnetam, tad viņi viens pret otru izturesies, kā to prasa Coulomb'a likums. Divu paralelu strāvu ga-

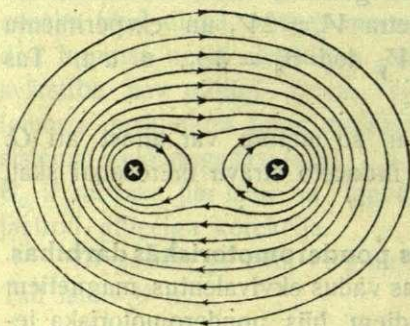
dijums labi novērojams ar zīm. 172. attēloto aparātu. Ja abas paralelās strāvas iet vienā virzienā, viņas pievelkas, ja pretejos — atgrūžas.

Pievilšanās vaj atgrūšanās starp paralelām strāvam ir iepriekš paredzama, ja apskata viņu kopejo magnetisko lauku. Tāds rādīts

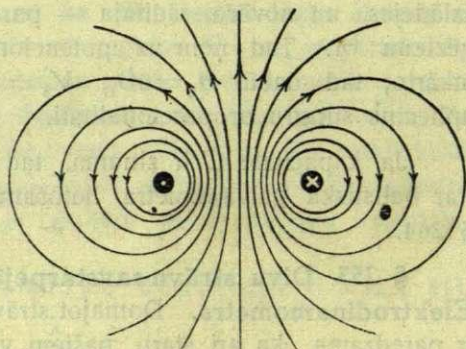


Zīm. 172.
Ampère'a strāvas.

viena virziena strāvam zīm. 173. un preteja virziena strāvam zīm. 174. Pirmā gadījumā spēka līniju blīvums ap vadiem ir lielaks kā starp viņiem, tapēc viņi viens otram tuvojas. Otrā gadījumā vadu starpā līnijas iet daudz ciešāki kopā kā ārpus tiem, tapēc viņi atgrūžas.



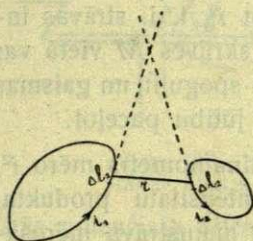
Zīm. 173.
Pievilšanās.



Zīm. 174.
Atgrūšanās.

Kā sacītā tālākā ilustrācija noder pazīstamais eksperiments ar „lēkajošo spirāli”. Ja drāts spirāli ar pietiekoši platiem tinumiem vertikāli iestiprina tā, ka viņas lejas gals tikko iegrimst trauciņā ar

dzīvsudrabu, un tad dzīvsudrabu un tās augšējo galu pievieno baterijai, spirale sāk raustīties. Te blakus gulošie tinumi kā paraleli vadi ar vienāda virziena strāvam pievelkas, spirale paliek īsaka un viņas lejas gals paceļas. Tā strāva pārtrūkst. Bet nu pievilksnās izbeidzas, spirale atkal iztiepjas, strāva noslēdzas un viss sākas no jauna: spirale ritmiski raustas.



Zīm. 175.

Ampère's ir devis arī strāvu savstarpejās darbības skaitlisko izteiksmi. Vispārīgā gadījumā, kad strāvu konturi ar strāvam i_1 un i_2 viens pret otru stāv bez kādas noteiktas kārtības, kā, piem. zīm. 175., ponderomotoriskās darbības izteiksme starp viņu elementiem Δl_1 un Δl_2 ir

$$\Delta F = k \frac{\Delta l_1 \Delta l_2 i_1 i_2}{r^2} \left[\cos(l_1, l_2) - \frac{3}{2} \cos(r, l_1) \cos(r, l_2) \right],$$

ja r ir atstātums starp viņiem un (l_1, l_2) , (r, l_1) , (r, l_2) apzīmē leņķus starp attiecīgiem virzieniem.

Izteicot i_1 un i_2 magnetiskās vienībās, arī te var likt $k = 1$.

No šī vispārējā gadījuma viegli atrodams divu taisnu un paralelu strāvu savstarpejais iespaids, jo tad $\cos(l_1, l_2) = 1$, $\cos(r, l_1) = \cos(r, l_2) = 0$ un

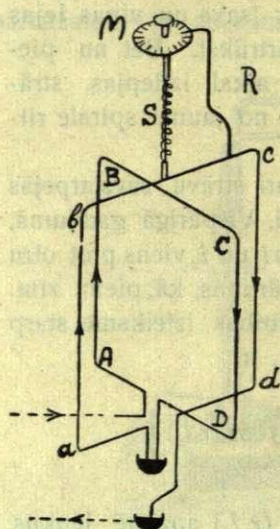
$$\Delta F = \frac{i_1 i_2 \Delta l_1 \Delta l_2}{r^2}.$$

$\Delta F > 0$, ja i_1 un i_2 iet vienā virzienā. Ja strāvas iet pretejos virzienos, $\Delta F < 0$. Tā tad $\Delta F > 0$ nozīmē atrakciju, $\Delta F < 0$ — repulsiju. Kad abi vadi ir viens otram perpendikulāri, $\cos(l_1, l_2) = 0$ un viens no labās puses cosin'iem tapat ir 0; tapēc te vienmēr $\Delta F = 0$.

Tāpat nav grūti atrast, ka divu krustotu vadu gadījumā viņi cenšas viens otram nostāties paraleli un tā, lai strāvas viņos būtu paralelas.

Divu strāvu ponderomotoriskās darbības var izlietot viņu pašu intensitatu mērošanai. To panāk vērpes elektrodinamometrā, kuŗa schema redzama zīm. 176. $ABCD$ un $abcd$ ir divas, viena otrai perpendikulāri nostādītas spoles. Pirmā ir nekustama, otrā var griezties ap vertikālu asi. Ja abas viņas saslēgtas serijā tā, ka pa abām viņām plūst viena un ta pati strāva i vienā virzienā, tad sāni ab un AB kā vienādi vērstas paralelas strāvas pievelkas; tāpat pievelkas sāni cd un CD . Tapēc visa spole $abcb$ pagriežas, cenšoties nostāties spolei $ABGD$ blakus (paraleli). Šī cenšanās būs proporcionāli Gulbis, Fizika II.

nala abu spoļu strāvu intensitatu produktam, tā tad i^2 . Viņai pretosies ta diega, resp. spirales S vērpes pretestība, kuņā spole iekārta.



Zīm. 176.
Elektrodinamometrs.

Zinotšo pretestību un izmērojot, par cik jāpāgriez skrūves M galva, lai spoli atgrieztu agrākā stāvoklī, var mērot i^2 , t. i. strāvas intensitāti. Spirales S un skrūves M vietā var ņemt „optisku rādītāju” — spogulīti un gaismas staru, tā visa instrumenta jūtību paceļot.

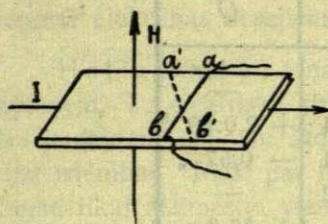
Kā redzam, elektrodinamometrs mēro i^2 , resp. abu spoļu strāvu intensitatu produktu. Tapēc viņš ir noderīgs arī maiņstrāvu mēršanai, jo viņa grozamās spoles pagriešanās virziens būs viens un tas pats — vaj abas strāvas ies vienā virzienā, vaj pretejos.

§ 254. Hall'a efekts. Konvekcijas strāvas. Magnetiskā lauka mehāniskā darbība uz strāvas vadu ir ne tieša, bet gan sekundāra efekta sekas. Kā noteikta veida eteņa deformāciju, viņu jūt ne vada neitrālās molekulas un atomi, bet tie elektriskie lādiņi viņā, kuņu plūsmu mēs saucam par strāvu. Šie lādiņi ir tie, kuņu kustības virziens mainas magnetiskā laukā. Bet nu materiēlā apvidū arī elektriskie lādiņi nevar kustēties pilnīgi brīvi. Viņiem ar vielas atomiem sastopoties rodas kolizijas, kuņās viņi zaudē daļu savas enerģijas (džoula siltums) un kuņas sajūt arī atomi. Tapēc strāvas elektriskiem lādiņiem magnetiskā laukā no viņu taisnā ceļa novēršoties, viņi sāniski spiedīs uz vadu, ierosinādami viņu kustībā, kapēc viss vads šinī virzienā pārvietosies. Tas jo sevišķi labi izprotams no § 250. aprakstītās elektrolīta rotācijas magnetiskā laukā. Te strāvu nes šķidrums (elektrolīta) disociēto molekulu elektriski lādētas frakcijas, tā sauktie ioni (§ 294). Skriedami no viena elektroda uz otru, viņi perpendikulārā magnetiskā laukā novēršas no sava kustības virziena, tā šim virzienam un ārejam laukam radīdami perpendikulāri vērstu plūsmu, kas ierosina arī neitrālās šķidrums molekulas; tapēc viss šķidrums drīzi vien sāk ap lauku griezties.

Ja vads, novērstās elektrības plūsmas spiests, kustēties nevarēs, elektrības plūdums viņā mainīsies, līdz ar to vadā rāsies jauns potenciāla sadalījums. Šādu parādību pirmais novērojis Hall's (1880 g.). Ja platai metala platei laiž cauri strāvu J , kā zīm. 177., tad viņas malās var atrast tādus punktus a , b , starp kuņiem nekādas potenciālu

Ja vads, novērstās elektrības plūsmas spiests, kustēties nevarēs, elektrības plūdums viņā mainīsies, līdz ar to vadā rāsies jauns potenciāla sadalījums. Šādu parādību pirmais novērojis Hall's (1880 g.). Ja platai metala platei laiž cauri strāvu J , kā zīm. 177., tad viņas malās var atrast tādus punktus a , b , starp kuņiem nekādas potenciālu

diferences nav. Tapēc, ja pie šiem punktiem pievieno vadus uz galvanometru, pēdejais nekādas strāvas nerāda.



Zīm. 177.
Hall'a efekts.

Bet ja perpendikulari platei un viņas strāvai ierosina magnetisku lauku H , starp a un b tūliņ rodas potenciālu diference un galvanometrā iet strāva i ; ta pazūd, kad magnetiskais lauks izbeidzas. Viņa maina savu virzienu līdz ar H virziena maiņu, tāpat preteja viņa ir galvenās strāvas J virzienam apgriežoties. Šo šķērsam vēr-

stās potenciālu diferences resp. strāvas rašanos magnetiskā laukā sauc par Hall'a efektu.

Tuvak viņu pētīt ir atrasts, ka potenciālu diferences, resp. krituma virziens ir atkarīgs arī no ņemtā metala; vieniem metaliem, pie vieniem un tiem pašiem J un H viņa ir no a uz b , otriem no b uz a vērsta. Ja zīmējumā rādītā gadījumā Hall'a strāva i iet no b uz a , kas bieži arī notiek, tad tas rāda, ka b potenciāls ir kļuvis augstāks, a potenciāls zemāks kā pirms magnetiskā lauka ierosināšanas. Lai tagad galvanometrā strāvas nebūtu, kontakts a būs jābīda uz augstāka potenciāla vietu, t. i. galvenās strāvas J virzienam preti; b , turpreti, uz zemāka potenciāla vietu, t. i. strāvas J potenciāla kritiena virzienā; tad atradīsim punktus a' un b' , starp kuriem nu nekādas potenciālu diferences nebūs. Jaunā neitrālā līnija $a'b'$ ar to būs no ab pagriežta pa kreisi—preti pulksteņa rādītāja virzienam. Tajos gadījumos, kad Hall'a strāva ies no a uz b , tā pat rīkojoties atradīsim neitrālu līniju $a''b''$, kuņa no ab būs pagriežta pa labi—pulksteņa rādītāja virzienā. Pirmo virzienu par negatīvu un otro par pozitīvu apzīmējot, saka, ka pirmiem metaliem ir negatīvs, otriem pozitīvs Hall'a efekts. Pie pirmiem pieder vismuts, niķēls, zelts, pie otriem telurs, antimons, dzelzs u. c.

Hall'a efekta lielumu izteic ar šķērsam radītās potenciālu diferences skaitlisko vērtību, kuņa izrādas

$$V = \frac{RHJ}{b},$$

ja b ir ņemtās plates biezums un R —metala konstante, kas negatīva pirmajai, pozitīva otrai metalu grupai. Nāk. tabelē šīs konstantes ierakstītas dažiem metaliem:

Metals	R	Q
Telurs	+ 530,0	—
Antimons	+ 0,24	+ 2,0 · 10 ⁻⁶
Dzelzs	+ 0,01	— 0,57 „
Cinks	+ 0,0002	—
Vismuts	— 10,00	+ 57,0 „
Niķelis	— 0,012	+ 0,028 „
Zelts	— 0,0007	

Novērdamās sānis no sava taisnā ceļa vadā, elektriskā plūsma magnetiskā laukā zaudē daļu sava ātruma, kapēc vienā laika vienībā viņas kādam vada šķērsgriezumam cauri iznestais elektrības daudzums paliek mazaks. Tas ir tas pats, ka kad vada pretestība būtu kļuvusi lielāka. Tapēc arī saka, ka magnetiskā laukā vada pretestība pieaug. Novērojumi rāda, ka šis pieaugums ir diezgan stingri proporcionāls magnetiskā lauka intensitātei; tapēc, izmērojot pirmo, var mērot arī otro. To panāk ar tā saukto „vismuta spirāli“, kuņas attēlu rāda zīm. 178. Ta ir no tievas vismuta drāts (ar lielu Hall'a efektu) taisīta



Zīm. 178.
Vismuta spirāle.

plakana spirāle, kuņū kā ceturto pretestību ieslēdz Wheatstone'a tilta shēmā. Mērojamā mag-

netiskā laukā, piem., starp magneta vai elektromagneta poliem novietota, viņa rāda citu pretestību, kuņū izmērojot, pēc dotām tabeļām, resp. grafikas atrod lauka intensitāti.

No daudziem citiem magnetiskiem efektiem, kas Hall'a efektam radniecīgi, vēl atzīmesim tā saukto Nernst - Ettinghausen'a efektu: ja zīm. 177. platē elektriskās strāvas vietā iet siltuma plūsma ar temperatūras gradientu $\frac{dT}{dx}$, tad arī starp a un b rodas potenciālu diference, katram metalam sava un magnetiskam laukam proporcionāla:

$$V = Q H \frac{dT}{dx} z.$$

Q arī te ir ņemtā metalam raksturīga konstante; viņas skaitliskās vērtības atrodamas augšējās tabeļes trešā slejā. z ir plātes platumš $a b$.

Nernst-Ettinghausen'a efekts rāda, ka arī siltuma pārvešanas procesā elektrības nesejiem — elektriskiem lādiņiem ir sava loma.

Hall'a efekta un viņam radniecisko efektu izskaidrojumam mums jāpieņem, ka elektriskā strāva ir atsevišķu lādiņu plūsma. Tapēc rodas jautājums, cik tālu šādā asumpcijā var iet, t. i. cik tālu viņa atbilst īstenībai. Plaši par to būs runa šī sējuma pēdejos nodaļumos. Tagad tikai atzīmesim vienu svarīgu eksperimentālu faktu, pirmo reizi Rowland'a novēroto, proti, ka arī ap atsevišķu, arī skrejošu elektrisku lādiņu ir magnetisks lauks. Ja uz ebonīta vai cita kada izolatora ripas periferijas novieto kādu elektrisku lādiņu, piem., uzstiprina tur kādu elektriski lādētu staniola gabalu vai vienkārši ripas malu kādā vietā saberž ar spalvainu ādu, tad ripu ap tās asi griežot, viņas tuvumā uz asuma nolikta magnetiska adata novēršas uz vienu pusi, ja ripa griežas uz vienu, un uz pretejo pusi, ja ripa griežas uz otru pusi. Šī novēršanās ir proporcionāla ripas griešanās ātrumam un pilnīgi izzūd, kad ripa apstājas. Viņa ir arī tad, ja starp adatu un ripu noliek lielu stikla vai cita kāda izolatora, resp. nemagnetiska materiala plati, tā pirmo pasargājot no varbūtejām, ripai griežoties radītām gaisa strāvam. No tā redzams, ka tiešam ap skrejošu lādiņu ir magnetisks lauks. Nemot šo vērā, var sacīt, ka skrejošs lādiņš ir „elektriska strāva“. Kā viegli saprast, šī strāva būs jo intensīvāka, jo āsāki lādiņš skries un — vairāku lādiņu gadījumā — jo vairāk būs šādu skrejošu lādiņu. Jo biežāki viņi viens pēc otra nāks, jo viengabalaināka, nepārtrauktāka būs „strāva“, jo vairāk viņa līdzināsies parastai. Šādas atsevišķu lādiņu radītas strāvas kādreiz sauc arī par konvekcijas strāvam. Kā par to būs runa vēlāk, konvekcijas strāva principiēli ne ar ko neatšķiras no parastām, tā saucamām kondukcijas strāvam. Tas noder kā apstiprinājums hipotezei, ka elektriskā strāva vispāri nav nekas cits kā atsevišķu lādiņu plūsma.

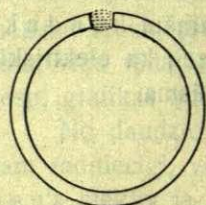
Vielas magnetiskās īpašības.

§ 255. Vielas magnetizacija. Susceptibilitate. Līdz šim, runājot par magnetisko lauku, mēs viņu nesaistījām ar tā apvidus īpašībām, kurā viņš rodas. Klusu ciešot par šādu apvidu bija pieņemts gaiss, resp. vakuums un visi aprakstītie eksperimenti domāti viņā. Bet kā jau priekšpēdeajā nodaļumā norādīts, arī citos apvidos — kurā katrā vielā — magnetiskais lauks var eksistēt. Tikai te viņa īpašības ir vielas iespaidotas un citādas kā vakuumā. Līdz ar to pati viela, kurā tas rodas, top magnetiski aktīva — iegūst magnetiskas īpašības. Šis nodaļums būs veltīts šo īpašību aprakstam.

Vielas iespaids uz magnetiskā lauka īpašībām ir paredzams, ja magnetisko parādību izpratnē turas pie Faraday'a viedokļa. Magnetiskais lauks ir noteikta veida etera deformācija, viņa spēka līnijas — šo deformāciju izcilus virzieni. Bet arī materiāla atomi atrodas tānī pašā eterī, arī viņi ir ar to saistīti. Tapēc, ja kādā vietā ir vajadzība rasties magnetiskai spēka līnijai un ja tānī vietā jau atrodas kāds vielas atoms, tad magnetiskā deformācija tur būs citāda, kā kad šī atoms tur nebūtu. Tā materiāla var magnetiskā lauka īpašības stipri iespaidot. Bet arī otrādi: magnetiskais lauks var iespaidot vielu. Un tiešām, novērojumi liecina, ka daudzas vielas īpašības magnetiskā laukā mainas.

Pārlicību, ka magnetiskais lauks eksistē arī materiālā apvidū, mēs dabūjam interpretējot § 238. aprakstīto permanento magnētu „spektrus“. Te spēka līnijas, no viena magneta gala iznākdamas, otrā atkal saiet, gluži tāpat kā zīm. 142. attēlotā solenoida gadījumā. Bet solenoida spēka līnijas vienmēr ir noslēgtas līnijas. Tapēc ir dabiski, ja pieņem, ka tādas viņas ir arī permanenta magneta laukā: ka magneta galos viņas nevis sākas un beidzas, bet iet cauri pašā magneta vielai. Tā tad arī pašā magnetē eksistē magnetiskais lauks, arī materiālā apvidū iet spēka līnijas.

Vēl labāki tas saprotams no šāda piemēra: domāsim gaŗu un lokānu tērauda magnētu, kuŗa galus var saliekt kopā tā, ka no viņa iznāk gredzens. Jo vairāk magnētu lieks, jo vairāk viss viņa spēka lauks koncentrēties starp tā galiem. Kad pēdejie būs pavisam tuvu viens otram, lauks būs palicis tik vēl šaurā spraugā starp viņiem (zīm. 179.); beidzot, kad abi gali saskārsies un magnēts noslēgsies, ārējā lauka ap viņu vairs nebūs. Kur viņš, ar savām spēka līnijām, būs palicis? Acīmredzot, viņš būs sagājis, tā sakot sablīvēties pašā magnetē, viņa spēka līnijas būs noslēgušās gredzena asij paralelos riņķos pašā viņa masā, tāpat kā viņas to dara noslēgtā solenoidā (salīdz. zīm. 143.). Iznīcis lauks nebūs, jo tiklīdz magneta galus palaiž vaļā vaj viņu kādā vietā pārzāgē, radušās spraugā tūliņ atkal parādas spēka līnijas. Tapēc jādama, ka viņas ir to līniju turpinājums, kuŗas iet pašā magnetē. Tā tad tiešām arī tēraudā magnetiskais lauks eksistē, arī tur magnetiskās spēka līnijas var izplatīties.



Zīm. 179.
Magneta gredzens

Kā tālākais tā piemērs uzskatāms jau § 238. aprakstītais gadījums: ja nemagnetisku dzelzs gabalu noliek magnetiskā laukā, viņš savēl sevī apkārtejas spēka līnijas. Lidz ar to viņš top par magnētu: vienā

ta galā inducejas pozitīvais, otrā — negatīvais „magnetisms“. Šo viņa īpašību, kā jau minēts, plaši izlieto, kad kāds aparāts jāpasarga no magnetiskā lauka iespaida. Tā tad arī mīkstā dzelzī ir magnetisks lauks.

Varetu gan iebilst, ka varbūt pašā dzelzs gabalā nekāda lauka nav, ka ārējā lauka spēka līnijas vienā viņa galā beidzas, otrā sakās, tāpat kā elektriskās spēka līnijas uz metala. Bet tas tā varetu būt tikai tad, ja „magnetisms“ varetu metalā tikpat brīvi pārvietoties kā elektrība. Tad dzelzs gabalu laukā pārdaļot pušu, mēs dabūtu vienu viņa galu ar pozitīvo, otru ar negatīvo magnetismu. Novērojumi, turpreti, rāda, ka katrs gals ir atkal pilnīgs magnets. Tas liecina, ka spēka līnijas ir arī dzelzs gabalā; vielas magnetisms ir viņas molekulārā īpašība.

Elektriskās indukcijas parādības izskaidrojumam bija noderīga hipotēze, ka vielas (dielektrika) molekulās atrodas elektriski dipoļi (dubleti) ar noteiktu elektrisku momentu. Parastos apstākļos šiem dipoļiem nav nekādas noteiktas orientācijas, bet elektriskā laukā viņi daudz vaj maz pagriežas spēka līniju virzienā, tā radot dielektrika polarizāciju (§ 203.). Tāda pat hipotēze ir derīga arī magnetiskās indukcijas izpratnei. Sekojot Ampère'a izteiktām domām, var pieņemt, ka katra vielas molekula jau no dabas ir mazs — molekulars magnets ar noteiktu magnetisku momentu $\nu = m_l$. Parasti šie magnēti vielā ir nekārtīgi sasvaidīti pa viņas tilpumu tā, ka nevienā virzienā to asiņ nav vērstas vairāk kā kādā citā. Tapēc viela visumā nekādas magnetiskas īpašības neizrāda. Bet ja viņu novieto magnetiskā laukā, piem., solenoida iekšienē, tās elementārie magnēti vairāk vaj mazāk orientējas lauka intensitātes virzienā. Tapēc katrs vielas tilpums tagad top par magnetu, magnetiska top visa viela. Tā vielas magnetizācija ir viņas molekulārmagnētu orientācija — viņas magnetiskā polarizācija.

Molekulāro magnētu magnetisma cēloni sīkāk apskatīsim vēlāk (§ 259.). Tagad domāsim viņa esamību pierādītu un no tā viedokļa apskatīsim dažas citas magnetiskas īpašības un magnetiskus lielumus. Par magnetizācijas intensitāti sauc lielumu I , kurš rāda domātās vielas vienas tilpuma vienības (cm^3) magnetisko momentu. Ja vielas magnetiskais moments ir M , viņas tilpums Ω un ja magnetizācija ir homogēna, tad

$$I = \frac{M}{\Omega}$$

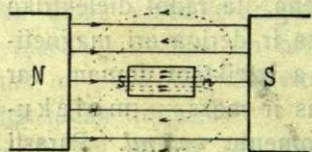
Ja magnetizācija nav homogēna, tad jārunā par tās intensitāti kādā punktā un par tās intensitāti jāpieņem šinī vietā esošās kādas ļoti mazas tilpuma vienības moments.

Magnetizācijas intensitāte ir jo lielāka, jo vairāk orientēti ir elementārie magnēti. Bet šī orientācija ir jo lielāka, jo intensīvāks ir orientējošais lauks. Tapēc var likt

$$I = \chi H,$$

kur χ — proporcionalitātes faktors, kas rāda, kādā attiecībā stāv viens pret otru magnetizācijas intensitāte un magnetizējošais spēks. Ta ir materiāla konstante, jo dipoļu (elementārmagnētu) orientācijai pretojas vielas molekulārie spēki (elementārmagnētu saistība) un tie nu katrai vielai ir savi. Tapēc χ sauc par domātās vielas magnetisko susceptibilitāti. Kā viegli saprast, viņas lielumu iespaido viss tas, kas iespaido molekulārās saistības vielā, piem., temperatūra. Par to būs runa vēlāk.

§ 256. Magnetiskā indukcija. Permeabilitāte. Orientējamās magnetiskā laukā, magnēta vielas molekulas rada pašas savu, vielas iekšējo — molekulo lauku. Atkarībā no šī lauka virziena ārējais lauks tad vielas ienemtā telpā ir vaj nu vājāks, vaj stiprāks. Tas saprotams skatoties zīm. 180., kuŗš attēlo



Zīm. 180.
Inducētais lauks.

magnetiskā laukā NS novietotu dzelzs gabalu. Indukcijas ceļā kļuvis pa magnētu, dzelzs gabals dod pats savu lauku, kas telpā ap viņu vēršas inducējošam laukam preti, viņa pašā iekšienē, turpreti, ārējā lauka virzienā. Ar to izskaidrojams fakts, ka dzelzs gabals spēka līnijas sevi itkā koncentrē. No tā tālāk redzams, ka vielas iekšējam laukam ir liels iespaids uz viņas magnetiskām īpašībām. Tā kā katrai vielai viņš ir savs, tad vienā un tanī pašā ārējā laukā katrai vielai ir sava magnetizācija, resp. susceptibilitāte.

Pieņemsim, ka zīm. 180. dzelzs gabala galos ir inducējušies „brīvi magnētismi“ $\pm m$. Tad no viņa galiem (poliem) uz visām pusēm iziet $4\pi m$ spēka līnijas (§ 238.). Tā kā visas viņas ir noslēgtas, tad visas viņas iet cauri pašam dzelzs gabalam. Tapēc, ja pēdējā šķērsriezuma laukums ir S , tad magnetiskā, pašā magnēta dotā lauka intensitāte ir

$$H_m = \frac{4\pi m}{S},$$

jo tas tad ir vienam cm^2 cauri ejošais līniju skaits. Ja visu „magnētismu“ m domāsim vienmērīgi sadalītu pa visu dzelzs gabala galu vienmērīgi (tas gan ir fikcija), tad lielumu

$$\sigma = \frac{m}{S}$$

var nosaukt par magnetisma virsmas blīvumu (lai būtu analogija ar elektrības virsmas blīvumu, skat. § 197.). Bet tad

$$\sigma = \frac{m}{S} = \frac{ml}{Sl} = \frac{M}{\Omega} = I,$$

ja l ir dzelzs gabala garums, resp. M — viņa moments un Ω — tilpums. No tā nāk molekularā lauka intensitāte

$$H_m = 4\pi I.$$

Blakus šai intensitātei dzelzī ir vēl ārejā lauka H dotā intensitāte. Tapēc pilna intensitāte viņa iekšienē ir

$$B = H + H_m = H + 4\pi I.$$

Atminoties, ka $I = \kappa H$, rakstām

$$B = H + 4\kappa H = (1 + 4\pi\kappa) H.$$

No tā redzam, ka magnetiskā laukā novietotā vielā $B = H$ tikai tad, kad viela ir pilnīgi nemagnetiska ($\kappa = 0$). Tā tas ir vakuumā. Bet katrai materielai vielai B ir citads kā H un jo sevišķi stipri magnetiskiem materiāliem — Fe , Ni , Co , etc. B sauc vielas magnetisko indukciju.

Nupat uzrakstītais sakars rāda, ka magnetiskā indukcija ir proporcionāla inducējošam laukam

$$B = \mu H,$$

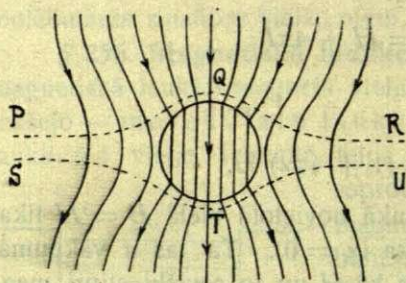
kur

$$\mu = 1 + 4\pi\kappa$$

ir proporcionalitātes faktors. Tāpat kā κ , μ ir ņemtās vielas raksturīga konstante. Viņu sauc magnetiskās permeabilitātes koeficientu vaj vienkārši permeabilitāti. Vienā un tanī pašā magnetiskā laukā katrai vielai ir sava indukcija un jo lielāka, jo lielāks ir μ .

Starp magnetisko un elektrisko indukciju ir dziļš paralelisms. Kā bija rādīts § 203, indukcijas jēdziens vienmēr saistās ar ņemtā dielektrika polarizācijas jēdzienu. Elektrisko stāvokli dielektrikā nosaka ārejā un molekularā (polarizācijas) lauka sumēšanās. Molekularais lauks ir jo lielāks, jo lielāka ir dielektriskā konstante K , tā tad, jo brīvāki ir elektriskie dipolī viņā; līdz ar to lielāka ir indukcija. No otras puses: indukcija ir jo lielāka, jo intensīvāks ir ārejs lauks. Tāpat tas ir arī magnetiskās vielās: viņu iekšējo, magnetisko stāvokli nosaka nevis ārejs lauks H vien, bet arī tas, kādas pārmaiņas viņās rodas laukam H tām cauri ejot — magnetiskā indukcija. Tā magnetiskā indukcija ir vielas magnetiskās polarizācijas sekas.

Magnetiskās indukcijas jēdziena vērtība ir saprotama, ja apdomā, ka lauka intensitāti kā 1 cm^2 cauri ejošu spēka liniju skaitu reāli mēs varam mērot tikai vakuumā, gazē vai šķidrumā. Cietās vielās, turpreti, tas nav iespējams; viņās ne spēka liniju gaitu, ne to daudzumu mēs nezinām. Tapēc arī nav nekādas nozīmes runāt par lauka intensitāti kā spēka liniju blīvumu vielā. Bet mēs gan varam izmērit to liniju daudzumu, kas vielas (magneta) vienā galā ieiet, otrā iznāk (skat. zīm. 180.) — tās indukciju. Tapēc arī magnetiskās spēka līnijas te jāpārdēvē par indukcijas līnijām.



Zīm. 181.
Intensitāte un indukcija.

otras, attālākās vietās — tuvaki. Turpreti darbs, kuŗu padaram vaj iegūstam, ejot no vienas virsmas uz otru ar kādu magnetisma polu, ir viens un tas pats $W = Hs$, ja s nozīmē pārvietošanās ceļa garumu, resp. atstātumu starp tām. Ja lauks ir homogēns, $H = \text{const}$, un tas tad nozīmē, ka H ir mazāks tur, kur s ir lielāks, t. i. pašā lodē: dzelzs lodē lauka intensitāte ir mazāka kā ārpus tās. Tā tad dzelzī ieejot, lauks top vājāks, no viņas iznākot, atkal stiprāks. Magnetiskā indukcija B , turpreti, nemainas. Tā kā ārpus dzelzs viņa ir vienāda ar H , tad dzelzī viņa ir lielāka kā ārpusē un tik pat reizes lielāka, cik reizes H ir mazāks, citiem vārdiem: attiecība starp indukciju un lauka intensitāti dzelzī paliek konstanta:

$$\frac{B}{H} = \mu,$$

no kurienes agrākais rezultāts

$$B = \mu H.$$

No sacītā saprotams, ka materiālā apvidū arī divu „brīvu magnetismu” mehāniskās pievilkšanās un atgrūšanās būs citāda kā vakuumā. Ja

Sakaru starp indukciju un lauka intensitāti var saprast arī tā. Domāsim noteiktas intensitātes H magnetiskā laukā novietotu dzelzs lodi (zīm. 181.). Tad spēka līnijas vienā tās pusē ies iekšā, no otras nāks ārā. Lodes tuvumā vilksim divas izopotenciālas virsmas PQR un STU . Kā zināms, viņas stāv spēka līnijām perpendikulāri; tapēc lodei tuvās vietās viņas ir tālāk viena no

vakuumā divi magnetismi m_1 un m_2 pievelkas (atgrūžas) pēc Coulomb'a likuma ar spēku

$$f_0 = \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

tad apvidū, kuŗa permeabilitate ir μ , šis spēks ir μ reizes mazaks:

$$f = \frac{f_0}{\mu} = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2},$$

jo $\frac{f_0}{m_1}$ ir magnetisma m_2 lauka ietensitate gaisā (vakuumā) un $\frac{f}{m_1}$ netā vielā. Tiem gadījumiem, kad $\mu > 1$ (t. i. kad $\kappa > 0$), te ir pilnīga analogija ar dielektriskās konstantes iespaidu uz Coulomb'a likumu elektrostatikā (§ 202.).

Nupat dabūtais rezultats var izlikties esam pretrunā ar spēka liniju koncentrēšanos vielā, jo ja kur linijas koncentrējas, tad tur arī lauka intensitate ir lielāka. Bet nav jāaizmirst, ka liniju koncentrācija ir fikcija: mums liekas, ka viņas dzelzī koncentrējas tapēc, ka paša dzelzs gabala inducētais lauks tā apkārtnē ārējā lauka spēka linijas iznīcina, iekšienē, turpreti, pastiprina ar savām linijām, kuŗu skaits ir proporcionāls viņa, permeabilitātei μ . Ārējā lauka intensitate dzelzs tilpumā patiesībā ir mazāka kā agrāk.

Magnetisko indukciju cauri vielai varam pielīdzināt indukcijas liniju plūsmai. Ja B ir tas indukcijas liniju skaits, kas iet cauri 1 cm^2 , tad B ir indukcijas „intensitate“. Ja viss plūsmas ceļš ir ar šķērsgrīzumu S , piem., solenoids ar šķērsgrīzuma laukumu $S = \pi r^2$, kur r — viņa rādiuss, tad visa plūsma ir

$$\psi_0 = BS = \mu HS.$$

Sāsināti to tālak sauksim par magnetisko plūsmu. Ja šķērsgrīzuma laukums stāv indukcijas linijām ne perpendikulāri, t. i. ja tā normale ar liniju virzienu dod leņķi θ , tad plūsmas skaitliskā vērtība ir

$$\psi = \psi_0 \cos \theta = \mu HS \cos \theta.$$

Par tādiem gadījumiem būs runa vēlāk.

Sakarā ar vielas molekularo magnetisko lauku mināma vēl viena parādība, kam praksē ir nozīme. Kā zināms, magneti, it sevišķi magnetiskās adatas, ar laiku savu magnetismu zaudē — demagnetizējas, un jo vieglāk, jo viņi isaki. Tas izskaidrojams ar to, ka magneta galos ir „brīvi magnetismi“ (poli), kuŗi magneta iekšienē dod savu lauku, kas vērsti preti molekularajam, orientēto elementarmagnētu dotajam laukam. Šis lauks tad cenšas elementarmagnētu orientāciju

izjaukt. Ja viņam vēl nāk palīgā augsta temperatūra, pareizaki — krasas temperatūras maiņas, un satricinājumi, tad molekularo magnetu ķēdes ar laiku izjūk — magnets demagnetizejas. Tas notiek jo vieglāk, jo īsaks ir magnets, jo tad viņa poli ir tuvu viens otram, demagnetizojošais lauks tapēc stiprs. Tapēc daudz pastāvīgāki ir gaŗi magneti. Dzelzs dratij, kuŗas gaŗums pārsniedz tās resnumu 500 reizes, demagnetizācija sasniedz līdz 6%. Demagnetizāciju var iznīcināt, ja magneta polus noslēdz, piem., savienojot viņus ar mīksta dzelzs gabalu. Tam nolūkam pakavu magnetu poliem liek klāt tā saukto enkuru. Tad „brīvu magnetismu“ noslēgtā metala riņķī vairs nav un nav demagnetizācijas.

§ 257. Paramagnetisms. Diamagnetisms. Metodes. Līdzšinejos piemēros un dedukcijās dzelzi mēs lietojām tapēc, ka viņā magnetiskās īpašības ir ļoti stipras un tapēc ar vienkāršiem līdzekļiem viegli novērojamas. Galvenā no tām bija — viņa ievērojamā indukcija: magnetiskā laukā dzelzs gabals pats top par magnetu, pie kam viņa pretejos galos inducējas preteji magnetismi un tā, ka viņa pašā ārējais lauks stāv inducējošam laukam preti. Kā ta sekas ir inducējošā lauka šķietama līniju koncentrēšanās dzelzī. Ārējā lauka spēka līnijas itkā cenšas sablīvēties dzelzī. Tapēc, ja dzelzs ir brīva un inducējošais lauks nav homogēns, viņa traucas uz tām vietām, kur ārējā lauka līnijas ir blīvāki kopā, piem., magnetam tuvāki: magnets dzelzi pievelk.

Bet dzelzs nav vienīgais magnetiskais metāls. Ari citiem viņas grupas metāliem, piem., *Co*, *Ni*, tad *Ce*, *Cr*, mazākā mērā *Pt*, *Al* u. c. ir magnetiskas īpašības. Tāpat kā dzelzī, ari viņos inducējas preteji magnetismi un tā, ka viņu ārējie lauki vājina inducējošo lauku. Tapēc ari viņos inducējošā lauka līnijas šķietami sablīvējas un tapēc ari viņi tanī meklē vietas ar lielāku intensitāti: magnets visus šos metālus — pievelk. Šādiem metāliem (vielām vispāri) *F a r a d a y ' s* ir devis *p a r a m a g n e t i s k u* vielu nosaukumu.

Bet ir atrodamas ari tādas vielas — starp viņām ir ari metāli — kuŗas magnetiskā laukā iegūst aprakstītām pilnīgi pretejas īpašības. Ari viņas top par magnetiem, tā tad ari viņās inducējas preteji magnetismi. Bet inhomogēnā laukā tās meklē vietas, kur intensitāte ir vājāka, tapēc magnets viņas nevis pievelk, bet atgrūž. Tas rāda, ka viņās spēka līnijas nevis sablīvējas, bet iet retāki, kā to apkārtņē, t. i. viņu pašu ārējais lauks ir vērsts vienā virzienā ar inducējošo, to iekšienē — preti, un tas savukārt liecina, ka viņās ziemeļpols inducē sev preti ziemeļa, dienvidpols — dienvidupolu. Šādas vielas *F a r a d a y ' s*

sauc par diamagnetiskām vielām. Pie viņām pieder vismuts *Cu, Zn, Ag, Hg* u. c.

Tā tad abu vielu grupām ir gluži pretejas magnetiskas īpašības. Ja paramagnetisku vielu īpašības var saukt par pozitīvām, tad diamagnetiskām viņas ir negatīvas. Abās viņās rodas molekulari lauki, bet pirmās tie ir vienā virzienā vērsti, otrās — pretējā. Ja Coulomb'a spēks paramagnetiskā vielā ir mazāks kā vakuumā ($f < f_0$), tad diamagnetiskā vielā viņš ir lielāks ($f > f_0$). Tā tad pirmām vielām ir lielāka permeabilitāte un līdz ar to indukcija, otrām mazāka. Ja vakuumam (eterim) liek $\mu = 1$ un $\alpha = 0$, tad paramagnetiskām vielām

$$\mu > 1 \text{ un } \alpha > 0,$$

diamagnetiskām, turpreti,

$$\mu < 1 \text{ un } \alpha < 0.$$

Tas liecina, ka magnetiskā plūsma ir lielāka cauri paramagnetiskām, mazāka diamagnetiskām vielām. Var teikt, ka pirmām vielām magnetiskā plūsma iet cauri vieglāki, otrām grūtāki, pirmās ir caurlaidīgākas kā otrās; no tā tad arī nosaukums permeabilitāte. Tapēc paramagnetiska viela magnetiskā laukā cenšas nostāties tā, lai magnetiskās plūsmas ceļš cauri viņai būtu pēc iespējas liels (lai plūsmai būtu viegli „tecēt“), diamagnetiska, turpreti, otrādi — lai isaku gabalu no plūsmas ceļa viņa aizņemtu. Ar to tad izskaidrojams pazīstamais fakts, ka no paramagnetiskas vielas taisīts un magnetiskā laukā horizontāli iekārts stienītis nostājas spēka līniju virzienā, diamagnetiskas vielas stienītis, turpreti, noteikti spēka līnijām perpendikulāri. Šo īpašību (atšķirību) bieži izlieto diamagnetisma un paramagnetisma noteikšanai.

Arī šķīdumi ir paramagnetiski un diamagnetiski. Pie pirmiem vispirmā kārtā pieder magnetisko metālu *Fe, Co, Ni* sāļu, piem., *FeCl₂, FeSO₄*, šķīdumi ūdenī. Ja ar šādu šķīdumu (piem. *FeCl₂*) piepilda dažus centimetrus garu stikla caurulīti, tās galus aiztaisa un tad viņu horizontālā stāvoklī iekaļ starp stipra elektromagneta poliēm, viņa noteikti nostājas lauka virzienā kā paramagnetiska viela un pie tam jo stingrāki, jo lielāka ir šķīduma koncentrācija. Tāda pat caurule ar tīru ūdeni vaj alkoholu nostājas laukam perpendikulāri. Tā tad ūdens un alkohols ir diamagnetiski.

Tāpat magnetiskas ir arī gāzes, kaut gan daudz vājāki kā šķīdumi un gandrīz nesalīdzināmi vājāki kā cieti metāli, piem. *Fe*. Skābeklis un gaiss ir paramagnetiski (pirmais diezgan ievērojami), hlors, ogle dioksīds — diamagnetiski.

Kā no sacītā redzams, un kā uz to jau bija norādīts pag. §, starp vielas elektriskām un magnetiskām īpašībām ir liela analogija. Paramagnetiska viela formēli ir pielīdzinama dielektriskai vielai, jo kā vienai tā otrai viņu konstantes μ un K ir lielākas par 1. Diamagnetiskai vielai, turpreti, trūkst analogijas, jo līdz šim nav pazīstama neviena viela, kuras dielektriskā konstante būtu < 1 .

Tomēr būtu nepareizi domāt, ka diamagnetisms un paramagnetisms ir pēc būtības un negrozāmi pretejas lietas. Novērojumi rāda, ka kāda viela, skatoties pēc tā, kādā apvidū viņa atrodas, var būt kā paramagnetiska, tā diamagnetiska. Paramagnetiska viņa ir tad, ja tās apkārtnes permeabilitāte ir mazāka kā viņas pašas permeabilitāte, diamagnetiska — preteji gadījumā. Tā, piem., ja augšā minēto strobriņu ar $FeCl_2$ šķīdumu tur gaisā, vaj traukā ar mazākas koncentrācijas $FeCl_2$ - šķīdumu, viņš nostājas lauka līnijām paraleli. Ja abiem šķīdumiem ir vienāda koncentrācija (vienādos permeabilitātes), stobrs magnetiskā laukā izturas indiferenti — viņš ir nemagnetisks. Bet ja ap stobru ir šķīdums ar lielāku koncentrāciju, tā tad lielāku permeabilitāti, stobrs izturas kā diamagnetiska viela: nostājas laukam šķērsam. Tā tad vienreiz $FeCl_2$ ir paramagnetisks, otreiz — diamagnetisks. Tas rāda, ka vispāri paramagnetiskums un diamagnetiskums ir ne absolūtas, bet gan relatīvas lietas.

Ta labākai izprātnei noder sekošais piemērs. Iedomasimies homogenā magnetiskā laukā divus kopā saejošus apvidus I un II (zīm. 182.). Abi viņi magnetizejas („polarizejas“): viens ar intensitāti I' , otrs ar I'' . Uz pirmā robežas rodas „brīvs magnetisms ar virsmas



Zīm. 182.

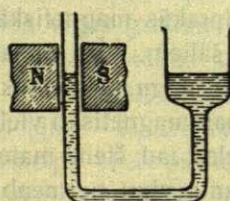
blīvumu“ σ' , uz otrā σ'' , pie kam, kā tas redzams no zīmējuma, ja σ' ir pozitīvs, tad σ'' ir negatīvs, un otrādi. Tapēc σ'' daļu no σ' blīvuma kompensē, un galīgi pirmam apvidum paliek blīvums $\sigma_1 = \sigma' - \sigma''$. No ta redzam: ja $\sigma'' > \sigma'$, tad $\sigma_1 < 0$, līdz ar to $\kappa_1 < 0$ un pirmais apvidus ir dia-

magnetisks. Ja $\sigma'' < \sigma'$, tad $\sigma_1 = \sigma' - \sigma'' > 0$, līdz ar to $\kappa_1 > 0$ un apvidus ir paramagnetisks. Kad $\sigma_1 = \sigma''$, $\sigma_1 = 0$, $\kappa_1 = 0$ un apvidus ir nemagnetisks. Tā tad viela ir para- vaj diamagnetiska atkarībā no ta, kas ap viņu atrodas. Viņas magnetiskās īpašības nosaka viņas (κ) un apkārtnes (κ_0) susceptibilitātu, resp. permeabilitātu diference

$$\kappa_0 - \kappa, \text{ resp. } \mu_0 - \mu.$$

No ta redzam, ka atšķirība starp diamagnetismu un paramagnetismu ir ne principiāla un absolūta, bet gan relatīva.

Relatīvas ir arī vielu susceptibilitātes. Viņu definīcijai tapēc jāizvēlas kāda normālviela (apvidus), uz kuru tās reducējas. Par tādām vielām (apvidiem) pieņem vakuumu (eteri), liekot viņam $\chi = 0$ un $\mu = 1$.



Zīm. 183.
Šķidrums magnetiskā laukā.

Eksperimentāli permeabilitāte, resp. susceptibilitāte visparocīgāk atrodama šķīdumos, kādam uolūkam novēro viņu pacelšanos magnetiskajā laukā (zīm. 183.). Kā redzams no sacītā, paramagnētiski šķīdumi magnetiskajā laukā celsies augšup, diamagnētiskie — tiks spiesti uz leju, un proporcionāli viņu permeabilitātei. Kā rāda teorija, pacelšanās, resp. nolaišanās augstums h ir

$$h = \frac{c}{\delta} H^2 (\mu - \mu'),$$

ja δ ir šķidruma blīvums, H — lauka intensitāte, μ — petamā šķidruma un μ' virs viņa esošā gaisa permeabilitāte. c ir konstante ar skaitlisko vērtību $4,06 \cdot 10^{11}$. Liekot $\mu' = 1$, dabūjam μ un līdz ar to no vienādības $\mu = 1 + 4\pi\chi$ susceptibilitāti χ . Lietojot vienu un to pašu šķidrumu un ņemot virs viņa vienreiz vakuumu, otrreiz dažādas gāzes, var atrast arī μ' .

Cietām vielām μ atrod iekārtot viņas šķīdumā ar noteiktu koncentrāciju μ' un tad mērojot viņu pagriešanos magnetiskajā laukā; tā būs proporcionāla $\mu - \mu'$. Mainot šķidruma koncentrāciju (līdz ar to μ'), ekstrapolācijas ceļā atrod to μ'_0 , pie kuras nekādas pagriešanās nav. Tad $\mu = \mu'_0$. Nākošā tabelē ierakstītas dažu vielu magnetiskās konstantes.

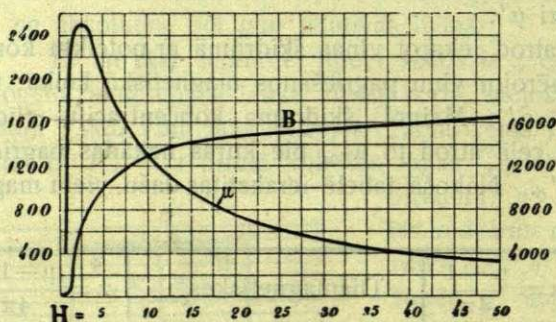
Paramagnētiskas	$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}$	Diamagnētiskas	$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}$
Fe (dažādi)	līdz 300	Vismuts	— $14 \cdot 10^{-6}$
Fe Cl ₂ (48 %)	+ $65 \cdot 10^{-6}$	Dzīvsudrabs	— 2,6 „
Fe Cl ₂ (28 %)	+ 30 „	Sudrabs	— 1,5 „
Palādijs	+ 55 „	Cinks	— 0,93 „
Platīns	+ 29 „	Varš	— 0,82 „
Alumīnijs	+ 1,7 „	Ūdens	— 0,73 „
Skābeklis	+ 0,12 „	Alkohols	— 0,67 „
Gaiss	+ 0,03 „	Chlors	— 0,007 „

Vielas magnetiskās īpašības atkaras arī no viņas temperatūras, īpaši paramagnētiskām vielām. Sevišķi liela šī atkarība ir dzelzs gru-

pas vielam, kā par to būs runa nāk. §. Ši atkarība arī saprotama, jo vielas iekšējā (molekulārā) lauka radišanā (polarizācija) liela loma piekrīt molekulu savstarpējai saistībai, kas savukārt stāv atkarībā no vielas temperatūras.

§ 258. Feromagnetisms. Histereze. Visstiprākās magnetiskās īpašības ir dzelzij, tad niķelim, kobaltam un viņu šāļiem. Šie metāli ir paramagnetiski, jo viņu $\mu > 1$; tapēc viņi kā stieņi magnetiskā laukā iekārti, nostājas ta spēka līnijām paraleli. Bet ja paramagnetisko vielu permeabilitāte ir tuva 1, kā tas redzams no pag. § tabeles, tad šiem materiāliem μ sniedzas simtos un tukstošos. Arī konstanta viņu permeabilitāte nav, bet mainas līdz ar magnetizējošā lauka intensitāti. Šo īpašību dēļ viņus nodala īpašā grupā un sauc, terminoloģiju no latīniskā dzelzs nosaukuma atvasinot, par feromagnetiskām vielām. Tā magnetisko parādību aprakstā blakus dia- un paramagnetismam jārunā arī par feromagnetismu; viņa priekšstāvji ir *Fe*, *Ni*, *Co*.

μ atkarība no magnetizējošā lauka intensitātes H un līdz ar viņu χ un magnetizācijas I atkarība feromagnetiskā vielā ir visai komplicēta. Zīm. 184. redzami funkciju $\mu = f(H)$ un $B = \varphi(H)$ grafiskie attēlojumi dzelzij. No sākuma, vājā laukā, B aug proporcionāli lauka intensitātei — H gra-



Zīm. 184.
Fe-magnetizācija.

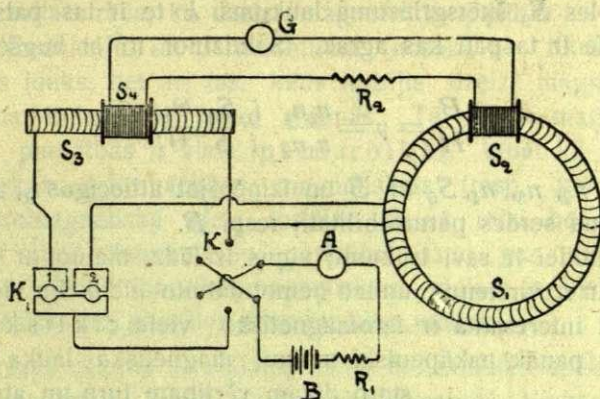
fika ir taisna līnija, kā visās paramagnetiskās vielās. Bet jo intensīvāks šis lauks, jo vairāk nopakaļis paliek indukcija B ; sākot ar apm. $H = 15$ gausiem viņas grafika sāk palikt H — asij paralela, kas liecina par viņas neatkarību no

H . Tas nozīmē, ka tā magnetizācija ir sasniegusi savu maksimumu. Acīmredzot šī brīdī dzelzs molekulārie magnēti ir jau gandrīz pilnīgi orientējušies ārējā lauka spēka līniju virzienā, kāpēc pēdējam neka ko orientēt vairs nepaliek un viņa tālākam pieaugumam nekādu seku vairs nav. Tad saka, ka dzelzs ir nomagnetizēta līdz piesātinājumam. Tāpat līdz piesātinājumam var magnetizēt citus feromagnetiskos materiālus. Cietam tēraudam viņš iestājas pie apm. $B = 12000$ gausu — atkarībā no viņa cietuma.

Raksturīga ir μ — grafika. Ļoti vājā laukā — līdz apm. 0,03 gausa, viņa ir taisna līnija (zīmējumā šis daļas trūkst) ar ordināti

ap 80 — 400. Bet laukam pāri par 0,03 gausa pieaugot, μ strauji ceļas un īsā laikā ($H = 2,5$ gausa) sasniedz milzīgu vērtību ap 2400. Bet tas tad ir viņas maksimums. Laukam vēl stiprākam paliekot dzelzs permeabilitate kļūst mazāka un līdz ar to konstantāka, kā uz to norāda viņas grafikas slīpums. Spriežot pēc pēdējā, sagaidāms, ka ļoti intensīvos laukos μ tuvojas skaitliskai vērtībai 1.

Feromagnetisko vielu īpašību pētīšanai ir vairākas metodes. Vienu no tām — tā saukto balistisko metodi, te aprakstīsim, kaut gan viņas principi visā pilnībā būs saprotami tikai pēc iepazīšanās ar nākošo nodalījumu. Pētāmo vielu (dzelti) taisa tieva gredzena veidā un aptin ar n_1 tinumiem pārsnas izoletas drāts. Tā dabū noslēgtu solenoidu S_1



Zīm. 185.
balistiskā metode.

(zīm. 185.), kuŗu ieslēdz baterijas B ķēdē, kas satur ampermetru A un maināmu pretestību R_1 . K ir pārslēdzējs, ar kuŗu var arī mainīt strāvas virzienu gredzenā. Solenoidu S_1 apņem spole S_2 ar n_2 tinumiem, kuŗas ķēdē ieslēgts balistiskais galvanometrs G . Tad eksperimenta princips ir sekošs. Tanī brīdī, kad gredzena solenoidā noslēdz strāvu i , viņa serdē (šķērsgriezuma laukums S) rodas magnetiska plūsma $BS = \mu HS = 4\pi n_1 i \mu S$. Rašanās brīdī, iedama cauri spoles S_2 konturam, viņa tās n_2 tinumos inducē strāvu (skat. § 263.), kuŗas *el. dz. sp.* ir proporcionāls šai plūsmai un spoles S_2 tinumu skaitam n_2 . Ja R ir S_2 un galvanometra pretestība, tad strāvas impulsa intensitāte galvanometra ķēdē ir dabūjuma, daļot inducētā *el. dz. sp.* skaitlisko vērtību ar pretestību. Proporcionāls strāvas impulsam savukārt ir balistiskā galvanometra rādītāja pasitiens θ . Tapēc var rakstīt

$$\frac{4\pi\mu i n_1 n_2 S}{R} = k\theta,$$

kur k ir proporcionalitātes faktors. Viņš ir nezināms, tapēc viņu no dabūtās formulas izslēdz, salīdzinot gredzenā ejošo plūsmu ar kādu noteiktu standartplūsmu. Tam nolūkam kalpo spole S_3 ar n_3 tinumiem un viņu apņemošā spole S_4 ar n_4 tinumiem. Pēdējā ieslēgta galvanometra un S_2 ķēdē. Spoli S_3 ar „tapu slēdžu“ K_1 var pēc patikas ieslēgt baterijas ķēdē, vaj no tās izslēgt. Ieliekot tapu 1 un izņemot 2, esam baterijas ķēdē ieslēguši tikai spoli S_3 . Laižot viņai cauri strāvu i_1 , spolē n_4 dabūjam inducētu strāvu un viņas radītu galvanometra rādītāja pasītienu Θ_1 , kuži savā starpā saistīti ar

$$\frac{4\pi i_1 n_3 n_4 S_0}{R} = k \Theta_1,$$

ja S_0 ir spoles S_3 šķērsriezuma laukums. k te ir tas pats, jo galvanometra ķēde ir ta pati kas agrāk. Salīdzinot to ar augšējo vienādību, dabū

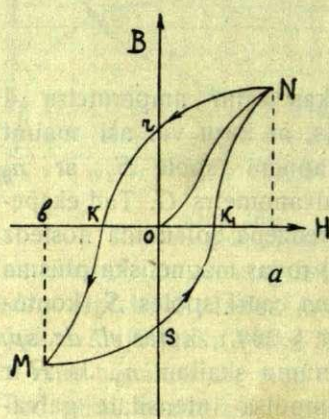
$$\frac{B}{H} = \mu = \frac{n_3 n_4}{n_1 n_2} \frac{i_1 S_0}{i S} \frac{\Theta_1}{\Theta_1'}$$

Tā zinot n_1, n_2, n_3, n_4, S_0 un S un izmērojot attiecīgos i_1, i, Θ un Θ_1 , dabū gredzena serdes permeabilitāti, resp. B .

Šai metodei ir savi trūkumi; viņus izslēdz, mainot ar pārslēdēju K strāvu i un i_1 virzienus, un tad ņemot dabūto indukciju videjo skaitli.

Sevišķi interesanta ir feromagnetisko vielu cikliska magnetizēšana, kužu panāk pakāpeniski mainot magnetiskā lauka intensitāti

starp divam vērtībām turp un atpakaļ (cauri 0). Zīm. 186. rāda šāda gadījuma grafiku dzelzij. Kamēr dzelzs vēl pilnīgi nemagnetiska, lauka intensitātei no O līdz Oa pieaugot, indukcija pieaug no 0 līdz $B=Na$, ejot pa ceļu ON . Ja šini brīdī lauks sāk palikt vājāks, sāk samazināties arī indukcija, bet ar nokavešanaos, ejot pa citu ceļu Nr . Tapēc, kad lauks izzūd, indukcija vis nepazūd, bet piepatur noteiktu vērtību Or : dzelzs ir palikusi magnetiska arī bez ārējā lauka. Šo magnetismu sauc par palikušo jeb remanento magnetismu (remance). Lai viņu iznīcinātu, lauks ir jāmaina uz preteju līdz skaitliskai vērtībai $H=Ok$. Tas rāda, ka remanentam magnetismam ir diezgan stipra tendence dzelzij palikt un ka vajadzīgs noteikts spēks, lai viņu iznīcinātu. Tapēc saka, ka dzelzs attie-



Zīm. 186.
Histerezes cilpa.

jadzīgs noteikts spēks, lai viņu iznīcinātu. Tapēc saka, ka dzelzs attie-

cībā uz magnetismu ir koercitīva; $H = Ok$ tad izteic viņas koercitīvo spēku jeb koercitivitāti.

Ja laukam liek vēl tālak augt negatīvā virzienā līdz $H = Ob = -Oa$, indukcija B sasniedz vērtību $Mb = -Na$. Pa šo laiku magnetizācijas līkne ir kM . Ja lauks sāk atkal pīcaugt, kritas arī negatīvā indukcija, bet atkal ne pa to ceļu, pa kuņu augusi, t. i. ne pa Mk atpakaļ, bet pa jaunu ceļu Ms . Kad $H = 0$ otrreiz, B atkal ir nokavejies un rāda negatīvu remanenci Os , kuņa izzūd tikai pie $H = +Ok_1$. Kad H sasniedz agrako vērtību Oa , indukcija ir atkal agrākā Na . Ja no šī brīža sāk atkal H samazināt, cauri 0 līdz $H = Ob$ un tad atpakaļ, dabū ta paša atkārtojumu, resp. to pašu grafiku $NrkMsk_1N$.

Šis rezultāts rāda, ka dzelzs magnetiskās īpašības — viņas magnetizāciju (indukciju) un permeabilitāti nosaka ne tikai patreizējais inducējošais lauks, bet arī tas, kāds ir bijis dzelzs magnetiskais stāvoklis pirms inducējošā lauka rašanās. Tā tad arī magnetiskās deformācijas parādībās ir vieta pēcdarbībai, tāpat kā mechaniskās un elektriskās deformācijās: magnetiskais (resp. nemagnetiskais) stāvoklis feromagnetiskā vielā iestājas ne uz reizi, bet pakāpeniski, atkarībā no viņas vēstures. Šo parādību sauc par magnetisko histerezi. Arī citām feromagnetiskām vielām ir histereze un ar to viņas atšķiras no pārējām magnetiskām vielām.

Histerezes cēlonis meklejams tanīs molekularos spēkos, kas molekularos magnetus saista noteiktā konfigurācijā. Vielu magnetizējot mēs pastāvīgi šo magnetu orientāciju mainām un tā darbojamies preti molekulariem spēkiem. Tapēc histerezi var pielīdzināt pretestībai, kas vērsta preti inducējošam laukam, un no tā saprast, ka viņas dēļ laukam jazaudē daļa no viņa enerģijas, kuņa pāriet siltumā. Novērojumi to arī apstiprina, jo vairakkārteji īsā laikā magnetizējoties, dzelzs sakarst, un jo vairak, jo plataka un lielaka ir histerezes cilpa zīmējumā 186. Ir arī pierādams, ka histerezē zaudētā magnetiskā enerģija ir izteikta ar viņas cilpas laukumu.

Histerezes cilpa ir jo plataka, jo lielaka ir domātās vielas remanence un koercitīvatē. Vispāri var sacīt, ka pēdejās aug līdz ar vielas cietumu. Tā, piem., mīkstai dzelzij remanence ir maza, tēraudam liela. Tapēc visur tur, kur metala masam jatiek cikliski magnetizētām, piem., transformatoros (§ 275.), dinamo-mašīnās (§ 274.) u. citur, jaliēto mīksta dzelzs. Tad histerezes zaudējumi viņā ir mazi un līdz ar to viņa daudz nesakarst.

Rupjiem histerezes siltuma aprēķiniem noder Steinmetz'a empiriskā formula: ja indukcijas cikla galejās robežas ir $\pm B$, tad

katrā vielas cm^3 vienā ciklā siltumā pāriet

$$W = \eta B^{1,6} \text{ ergu}$$

magnetiskās enerģijas. η ir ņemtās vielas materiāla konstante. Dzelzij viņa ir $\eta = 0,0016 - 0,0020$, rūditam tēraudam 0,08, *Ni* 0,015.

Liels iespaids uz feromagnetisko vielu magnetiskām īpašībām ir viņu mehāniskam apstrādājumam un temperatūrai. Mehāniski satricinājumi bieži atvieglo tērauda magnetizēšanu un arī otrādi — jau gatavu tērauda magnētu demagnetizē. Temperatūrai ceļoties vājos laukos dzelzs susceptibilitāte aug, stipros laukos pamazinas. Pie temperatūras $700^{\circ} - 870^{\circ}C$ dzelzs, atkarībā no mīkstuma, pilnīgi zaudē savas magnetiskās īpašības, un tas notiek gandrīz pēkšņi. Temperatūrai kritoties dzelzs savas magnetiskās īpašības atkal atgūst. Tā tad ir tāda temperatūra, un katrai feromagnetiskai vielai sava, virs kušanas vielai nav nekādu magnetisku īpašību. Šo temperatūru Θ sauc par attiecīgās vielas kritisko temperatūru jeb Curie punktu. (Kā viegli saprotams, tam nav nekāda sakara ar to vielas kritisko temperatūru, par kuru bija runa pirmā sējumā.). Viņas tuvumā mainas arī citas vielas īpašības, piem., termoelektriskās; arī atdzišanas straujums krasi mainas. Tas norāda, ka pie šīs temperatūras notiek dziļi esošas feromagnetiskās vielas struktūras maiņas. Niķelim Curie punkts ir ap $310^{\circ}C$. Vispārī temperatūras iespaidu nosaka (Curie) Weis'a likums: pie kušanas katras temperatūras t

$$\chi(t - \Theta) = \text{const.}$$

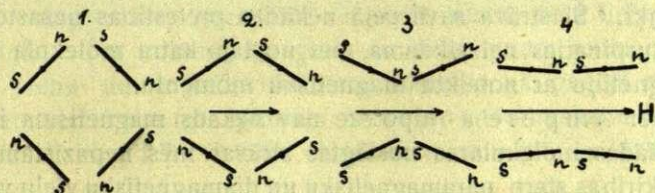
Interesantas ir kausejumu magnetiskās īpašības. Te ir liela dažādība, atkarībā no maisījumu komponentu procentuālā saturā. Mazos daudzumos (ne vairāk kā 4%) dzelzij piejaukti, volframs, silīcijs, chroms u. c. viņas koercitīvitatī palielina, lielākos daudzumos, turpretī, pamazina. Tā saucam. mangantērauds (12% *Mn*) ir gandrīz nemagnetisks. No otras puses — pilnīgi nemagnetiski metāli var dot kausejumu ar stiprām magnetiskām īpašībām. Tā, piem., tā sauktam Heusler'a kausejumam, ar 26,5% *Mn*, 14,6% *Al* un 58,9% *Cu*, permeabilitāte ir 225. Tas vēl reiz uzsver, ka feromagnetisms ir stiprā atkarībā no molekulu nogrupešanās vielā.

§ 259. Magnetisma teorija. Magnetons. Kādā virzienā jāiet magnetisma parādību izpratnē, par to jau bija minēts § 255., kad gāja runa par vielas magnetizāciju. Tā kā magnetisms ir vielas molekularā īpašība, jo kāda magnēta magnetismus mēs vienu no otra mehāniski atdalīt nevaram, tad jāpieņem, ka viņš ir pašu molekulu magnetismu summa, un pašas molekulas jāuzskata kā mazi elementarmagnēti (molekularmagnēti). Tad uz magnetizācijas procesu var skatīties divejadi:

vienreiz var domāt, ka pašas par sevi vielas molekulas ir nemagnetiskas, bet par elementarmagnetiēm kļūst tikai nonākot magnetiskā laukā. Otrreiz var pieņemt, ka molekulas jau no savas dabas ir magnetiskas, bet tikai nekārtīgi un chaotiski pa vielas tilpumu sasvaidītas, kāpēc katrs tās tilpums uz ārieni ir nemagnetisks. Tad vielas magnetizācija ir šo molekulu kārtīga orientācija magnetiskā laukā. Kā viens, tā otrs no šiem viedokļiem ir noderīgs un katrs savā vietā. Gan pirmais apņēma daudz mazāk faktus un ir daudz šaurāks kā otrs. Viņš noder tikai diamagnetisku parādību izskaidrošanai. Otrs, turpreti, ir ļoti plašs un apņēma gandrīz visas magnetiskās parādības; sevišķi feromagnetisma izskaidrojumam viņš nepieciešams. Tapēc arī runājot par magnetisma teoriju parasti domā otro.

Jau vispārējos vilcienos uzņemts, šis viedoklis dod pieņemamu kvalitatīvu faktus izskaidrojumu. Kā zināms, piesātinājumu viela sasniedz ne kuņā katrā, bet gan tikai intensīvā laukā. Tas tapēc, ka vielas molekulas — molekularmagneti ir savā starpā saistīti vaj nu tieši, vaj dažāda lieluma kompleksu (kristālu) veidā, un aiz šā iemesla molekulu orientācija sastop pretestību. Tāpat tad izskaidrojamas histerezes parādības, mehānisko satricinājumu iespaids, par kuņu bija minēts pag. §, tad temperatūras iespaids, jo temperatūra ir tas, kas jo sevišķi pretojas molekularmagnētu kārtīgai orientācijai. Līdz ar to tas norāda, ka vielas magnetizācijas mehānisms ir visai komplicēts.

Vispilnīgāko magnetisko faktus, ne tikai kvalitatīvu, bet arī kvantitatīvu, izskaidrojumu dod J. A. Ewing'a teorija. Viņas lielās sekmes meklējamas Ewing'a domā, ka molekulu magnētu orientēšanās pretestība galvenā kārtā meklējama pašu viņu magnetiskā iespaidošanā. To vislabāk ilustrē sek. modelis (Ewing'a modelis). Ja uz asumiem uzstāda pilnīgi vienādas magnetadatas (4 zīm. 187.) un nostāda viņas pareizā kvadrātā, tad ārejo (zemes) magnetisko lauku ap viņām iznīcinot (atstāzējot), dabū zīm. 187, 1. rādīto konfigurāciju. Nu domāsim bultas rādītā virzienā rodamies vāju magnetisku lauku *H*. Tas sasniedzams, ja magnetus nostāda uz kopeja dēļa, kuņu var ielikt drāts solenoidā. Tad adatu kvadrāts sasķiebjas (zīm. 187, 2),



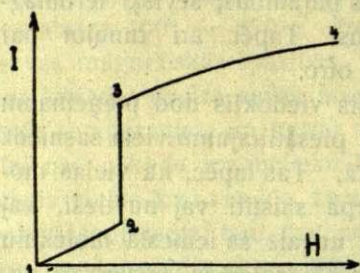
Zīm. 187.

Ewing'a modelis.

(No Starling, Electricity and Magnetism.)

bet neizjūk: pievilkšanās starp pretejiem poliem tam pretojas. Tomēr, jo intensīvaks top magnetizejošais lauks, jo vairak kvadrats sašķiebjas un jo nestabils viņš top. Kad beidzot lauks sasniedz noteiktu intensitāti H_0 , adatu konfigurācija top pilnīgi labila: pie mazākā, tālakā intensitātes pieauguma adatas uz reizi pārsviežas stāvoklī kā zīm. 187, 3. Pēc tam konfigurācija atkal ir pilnīgi stabila; viņā adatom jau ir stipra orientācija, kuŗa ļoti lēni aug laukam vēl stiprakam topot.

Ar šo modeli dabūtie rezultāti stipri līdzinas patiesībā novērotiem faktiem. Kā rāda zīm. 184., dzelzs magnetizācija no sākuma aug lēni,



Zīm. 188.

Ewing'a modeļa magnetizācija.

tad strauji un beidzot atkal ļoti lēni. Jo sevišķi šī līdzība ir liela, ja ar modeli dabūtos rezultātus attēlo grafiski (zīm. 188.). Rajons 1, 2 reprezentē magnetizāciju vājā laukā, 2, 3 ir straujā magnetizēšanās adatom pārsviežoties; 3, 4 attēlo „piesātinājuma” iestāšanos. Ja adatu modeli būtu vairak — tikpat cik molekulu kādā dzelzs gabalā, tad magnetizācijas līknei 1, 2, 3, 4 arī nebūtu asu stūru

un viņas līdzība ar zīm. 184. būtu pilnīga.

Ari citas feromagnetiskās īpašības ar šo teoriju labi izskaidrojamas, piem., histerezes parādība, starp citu arī fakts, ka histerezes nav vājos laukos (pirms molekularmagnētu „pārsviešanās”), tad remanences u. c. parādības. Ari temperatūras un mehāniskos iespaidus viņa sevi ietver. Kā viņas apstiprinājumu var uzskatīt arī Baily paredzēto un atrasto faktu, ka rotējošā magnetiskā laukā nekādas histerezes arī pie lielām intensitātem nav.

Ewing'a teorija, labi izskaidrojama vielas magnetizēšanās mehānismu, neko tomēr nesaka par pašu molekularmagnētu izcelšanos. Klusuciešot viņa pieņem Ampère'a hipotēzi par molekulārām strāvam. Ampère's iziet no atziņas, ka strāvas riņķis (cilpa) magnetiskā ziņā ir ekvivalents magnetam, un ap katru molekulu domā mazu strāvas riņķi. Šī strāva savā ceļā nekādas pretestības nesastop, kāpēc viņa var turpināties neizsīkdama, bet no tam katra molekula kļūst par mazu magnetiņu ar noteiktu magnetisku momentu.

Tomēr Ampère'a hipotēze nav nekāds magnetisma izskaidrojums, jo šādas molekulāras noslēgtas strāvas mēs nepazīstam. Ari nekādas atšķirības starp paramagnetisku un diamagnetisku vielu viņa nevar uzrādīt. Tapēc jaunākā laikā viņas vietā ir stājusies cita, tā sauktā „elektronu hipotēze”. Gan arī viņa molekulas, pareizāki atoma mag-

netismu izskaidro ar cirkularām molekularām strāvam, bet šīs strāvas ir konvekcijas strāvas (§ 254.). Pēdējā šī sējuma nodalījumā būs rādīts, ka atomu mēs varam domāt — astronomiski runājot, kā saules sistemu, kuņas centrā stāv pozitīvi lādets atoma „kodols“, ap kuņu tad pa noslēgtām orbitām riņķo negatīvi lādiņi — „elektroni“. Elektronu riņķošanas frekvence ir visai liela (10^{15} un vairāk), kapēc viņu orbitas uz ārieni darbojas kā riņķu strāvas. Tā šī hipoteze ir kā Ampère'a hipotezes papildinājums, resp. tālakais attīstījums; viņas vērtība ir jo liela tapēc, ka arī citu fizikālu (optisku) paradību izpratnei mums jadamā šāda elektronu riņķošana atomā.

Diamagnetismu elektronu teorija izskaidro ar to, ka diamagnetiskas vielas atomos tikpat elektronu riņķo vienā, kā preteji virzienā; tapēc šādi atomi uz ārieni magnetiski nedarbojas. Bet ja viņi nonāk magnetiskā laukā, pēdejs maina viņu elektronu riņķošanas frekvences, vienu grupu paātrinādams, otru pagausinādams, no kam atoms iegūst nelielu magnetisku momentu. Paramagnētiskās vielās atomi jau pēc savas dabas ir magnetiski, jo viņos elektronu orbitas kādā vienā virzienā ir vairāk kā citos. Te vielas magnetizācija rodas atomiem orientējoties.

Elektronu magnetisma teorijas sīkaks iztirzājums mūs aizvestu par tālu; arī ar elektronu īpašībām mēs iepazīsimies tikai vēlāk. Tapēc te viņai par labu minesim tikai vēl vienu faktu. Pamatodamies uz šo teoriju, O. W. Richardson's ir paredzejis, ka feromagnetiskam stienim, savas gaņuma ass virzienā magnetizejoties, ir ap šo asi jāgriežas. Gan šim efektam jābūt ļoti mazam, bet tomēr 1915. g. Einstein's un Haas's viņu ir varejuši konstatēt eskperimentāli. Preteju (inversu) šim giro-magnētiskajam efektu ir atradis Barnett's: ja feromagnetiskas vielas stieni griež ap viņa gaņuma asi, tad viņš magnetizejas arī tad, ja ap viņu nekāda magnetiska lauka nav.

Pētot dažādas para- un feromagnetiskas vielas pie ļoti zemām temperatūram, kur viņas vienmēr magnetiski ir piesātinātas, P. Weiss's ir nācis pie slēdziena, ka vielas magnetiskās īpašībās ir atrodams kaut kas līdzīgs „atomismam“: izrādas, ka visu feromagnetisko vielu gram-molekulu magnetiskie momenti ir viena un tā paša lieluma 1123,5 daudzkārtni. Tas nozīmē, ka pašu šo vielu atomu momenti ir atvasināti no viena un tā paša elementarmomenta kā pēdējā daudzkārtni. Liekot gram-molekulas (gram-atoma) molekulu (atomu) skaitu $N=6,8 \cdot 10^{23}$ (Perrin'a skaitlis, I, § 112.), šo elementāro momentu m dabūjam

$$m = \frac{1123,5}{6,8 \cdot 10^{23}} = 16,4 \cdot 10^{-22}.$$

Weis's viņu sauc par „magnetonu“ un domā viņu kā viena elektrona orbitas momentu atomā. Dzelzs atomā ir 11, kobalta 9 un *Ni* atomā 3 magnetoni.

Magnetona teorija ir tās domas konsekvence, kas iet cauri visai mūsu dabas fizikalai izpratnei — atomisma domas konsekvence. Weis's viņu dibinājis uz teoretiskiem Langevin'a pētījumiem, kuri balstas uz elektronu teoriju. Kaut gan daudzās ziņās viņa ša iemesla dēļ ir vilinoša, tomēr daudz kas viņā vēl ir neskaidrs, kapēc vielas magnetisma jautājums ir jauzskata par neizšķirtu problemu.

§ 260. Magnetiskā ķēde. Elektromagnets. Jau vairakkārt mēs lietojām „magnetiskās plūsmas“ jēdzienu. Viņas definīcija bija jau agrāk dota; tas ir lielums

$$\psi = BS = \mu HS \cos \theta,$$

ja θ ir leņķis starp laukuma S normali un spēka līniju virzienu H . Viņš radīts pēc analogijas ar elektrisko plūsmu. Tā kā viņa lietošana ir praktiski svarīga, tad tagad apskatīsim dažus šādas plūsmas gadījumus sīkaki. Bet jaatgādina, ka elektriskā plūsmā plūstošais ir substanciēlas dabas (elektrība), magnetiskās plūsmas jēdziens, turpreti, ir vairak matematisks nekā fizikals.

Vispirms domāsim noslēgtu, l cm garu solenoidu ar n tinumiem, pa kuriem iet strāva i , un šķērsriezuma laukumu S . Tad lauka intensitāte viņa iekšienē ir

$$H = 4\pi i \frac{n}{l}.$$

Ja šādā solenoidā novietosim kādu ziemeļpolu, tad viņš ies spēka līniju virzienā un, vienreiz tam cauri izgājis, būs ieguvis darbu (enerģiju)

$$W = 4\pi in.$$

Bet ja pols pa solenoidu iet, tad viņu kas nebūt arī dzen. Šo dzenošo cēloni var pielīdzināt spēkam un tad, pēc analogijas ar elektrodzīneja spēku, saukt viņu par magnetodzīneja spēku (*m. dz. sp.*). Tāpat kā pirmo mēro ar to darbu, ko elektrības lādiņa vienība iegūst, izejot cauri elektriskam laukam, tāpat arī solenoida *m. dz. sp.* var mērot ar augšējo darbu W . Tad magnetiskās plūsmas izteiksme solenoidā ($\mu = 1$) ir

$$\psi = W \cdot \frac{S}{l}.$$

Ja solenoids ir pildīts ar permeabilitāti μ , tad viņā

$$\psi W = W \frac{\mu S}{l} = \frac{W}{\mu S}.$$

Apzīmejojot

$$R = \frac{l}{\mu S},$$

dabujam

$$\psi = \frac{W}{R}.$$

Ši izteiksme āreji ir gluži līdzīga Ohm'a likuma izteiksmei, kas apraksta elektrisko plūsmu. Ari te plūsmas intensitate ir dabujama dalot viņas *m. dz. sp.* ar lielumu, kuŗu nosaka plūsmas ceļa gaŗums (*l*), platums (*S*) un materiala īpašības (μ). Jo īsaks un plataks ir ceļš un jo lielaks ir μ , jo intensīvaka ir plūsma. Tapēc, atkal pēc analogijas ar elektrisko strāvu, *R* var nosaukt par solenoida serdes magnetisko pretestību. Tad $\frac{1}{\mu}$ ir serdes specifiskā pretestība (pie $l=1\text{ cm}$ un $S=1\text{ cm}^2$) un μ — viņas specifiskā magnetiskā vadītspēja. Un tiešam, jo lielaks ir kādas vielas μ , jo vairak spēka liniju viņai spiežas cauri — magnetiskai plūsmai viela ir caurlaidīgaka, tā tad labaki „vadoša“.

Kā redzām, formelā līdzība starp elektrisko un magnetisko plūsmu ir pilnīga. Tapēc ari pēdejo bieži sauc par magnetisku ķēdi — tāpat kā noslēgtu elektrisku strāvu sauc par elektrisku (voltaisku) ķēdi. Bet vēl jo ciešaka šī analogija top, ja apskata divu vaj vairaku ķēžu dažādus savienojumus. Ari viņas var savienot rindā un blakus. Pirmo gadījumu dod solenoids ar serdi, kas salikta no dažādiem materialiem, tā tad dažādām permeabilitatem, resp., magnetiskām pretestībām R_1, R_2, \dots . Katram materialam ar magnetisko polu cauri izejot dabūsim savu darbu W_1, W_2, \dots ; visa plūsma pa solenoida iekšieni, turpreti, būs viena un ta pati ψ , jo viņu dod viena un ta pati strāva *i*. Tapēc

$$W_1 = \psi R_1, W_2 = \psi R_2, W_3 = \psi R_3, \dots$$

Viss solenoidu apejot padaritais darbs būs $W = W_1 + W_2 + \dots$; tas tad ari ir visas ķēdes *m. dz.* spēks. No ta tad nāk, ka visas ķēdes kopējā pretestība *R*

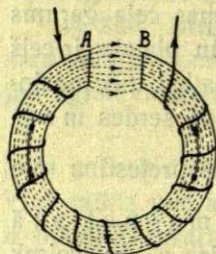
$$R = R_1 + R_2 + R_3 \dots$$

kādas rindā saslēgtu locekļu magnetiskās ķēdes pretestība ir atsevišķo locekļu pretestību suma.

Tādā pat ceļā atrodam, ka magnetiskai plūsmai sazarojoties, blakus saslēgtu ķēžu kopejā pretestība R ir dabujama no zaru pretestībām R_1, R_2, R_3, \dots kā

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots$$

Interesants un praktiski svarīgs ir gadījums, kad dzelzs jeb tērauda magnetiskā ķēdē kādā vietā ir ar gaisu pildīts pārtraukums, kuŗa permeabilitate $\mu = 1$, salīdzinot ar Fe permeabilitati μ , ir ļoti maza, pretestība tā tad liela. Tāds gadījums schematiciski attēlots zīm. 189. Pielietojot nupat dabūto likumu par pretestību sumēšanas, varam teikt, ka visa kopejā ķēdes pretestība ir



Zīm. 189.
Magnaeta ķēde.

$$R = \frac{d}{S} + \frac{l-d}{S\mu} = \frac{1}{S} \cdot \frac{d(\mu-1) + l}{\mu},$$

ja l ir visa dzelzs gredzena gaŗums un d — gaisa spraugas platums. Ja d nav pārak liels, spēka linijas viņā maz izklaidejas, kapēc ari plūsmas šķērsriezuma laukums S te ir tāds pat kā dzelzī. Magnetiskā plūsma tad ir

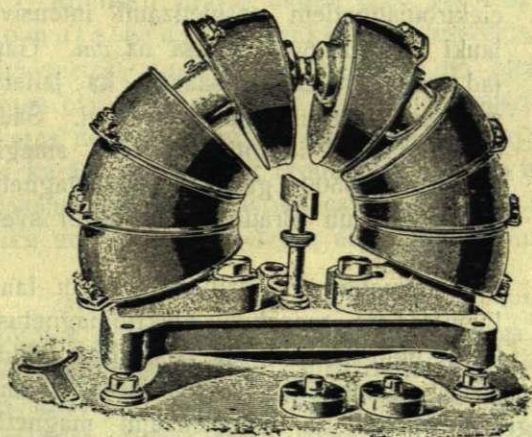
$$\psi = \frac{W}{R} = \frac{W\mu S}{l + d(\mu-1)},$$

Salīdzinot viņu ar noslēgta gredzena plūsmas intensitāti

$$\psi_0 = \frac{4\pi\mu n i S}{l} = \frac{W\mu S}{l},$$

redzam, ka gaisa sprauga d ir pacēlusi magnetiskās ķēdes pretestību par tik, par cik viņu paceltu $d(\mu-1)$ cm dzelzs serdes pagarinajums. Pat pie nelieliem d (piem., 1 cm.) videjai lauku intensitātei $H = 5$ CGS, kad $\mu = 2000$, šis pieaugums ir milzīgi liels. Lidzas tam viss lielais ķēdes *m. dz.* spēka daudzums ir pielikts spraugas galos. Ja te ievēd jēdzienu par magnetisko potencialu, tad var sacīt, ka visa *m. dz.* spēkam proporcionalā magnetiskā potencialu diference ir pielikta gaisa spraugas galos, kapēc ļoti liels ir ari: potenciala kritiens, resp. magnetiskā lauka intensitate spraugā. Jo šauraka būs sprauga, jo lielaks tur būs potenciala kritums un jo intensivaks lauks.

Kā redzam, šāds dzelzs gredzens solenoidā var noderēt intensīvu magnetisku lauku radišanai. Tādus arī praksē lieto; tie ir tā saucamie elektromagneti. Zīm. 190. redzams Du - B o i s tipa elektromagnets. Viena tinuma solenoida vietā dzelzs gredzenu apņem vairākas



Zīm. 190.
Du-Bois elektromagnets.

spoles, kuŗas var savienot dažādās kombinācijās, tā varējot magnetiskās indukcijas intensitāti. Lai atstātumu starp elektromagneta poliēm („gaisa spraugu“) varetu pēc vajadzības taisīt lielāku vai mazāku, dzelzs gredzens lejas galā ir pārgriezts un katra puse atsevišķi stumdami uzstiprināta uz dzelzs plates. Šī pēdējā ir pārgrieztā gredzena plūsmas ceļa turpinājums.

Kā augšā sacītā piemēru aprēķināsim, kādai

jabūt elektromagneta konstrukcijai, lai iegūtu laukus ar intensitāti $H =$

$= 2000 \frac{\text{gauss}}{\text{cm}}$. Magneta gredzena dimensijas ir $l = 40 \text{ cm}$, $d = 0,5$

cm . Ar cik amper-tinumiem jabūt šādam elektromagnetam? Lai polu starpā lauka intensitāte būtu 2000 gaušu uz cm , tad uz $0,5 \text{ cm}$ būs vajadzīgs 4000 gaušu. Tādai jabūt arī indukcijai elektromagneta serdē. Zīm. 184. diagrama tam dod $H = 1,7$ un $\mu = 2400$. Liekot $\phi = BS$, augšējo formulu var pārrakstīt

$$W = 4 \pi n i = \frac{B}{\mu} [l + d (\mu - 1)].$$

Nemot $\mu - 1$ vietā μ (jo $2400 \gg 1$), dabūjam

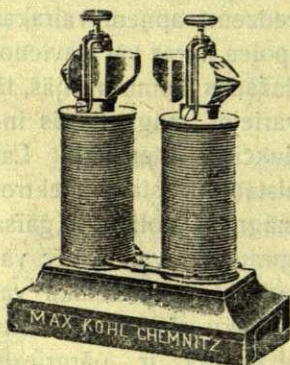
$$n i = \frac{4000 \cdot 1690}{4 \cdot 2400 \pi} = \text{ap } 224 \text{ E. M. V.},$$

jeb

$$ni = 2240 \text{ amper-tinumu.}$$

Pie simts tinumiem ($n = 100$) tas prasīs $i = 22,4$ amp.

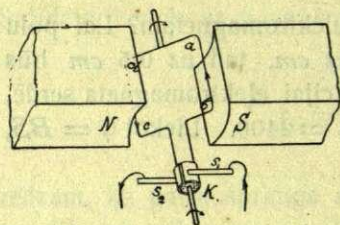
Ar moderniem, augšā aprakstītā tipa elektromagnetiem sasniedzami intensīvi lauki — līdz 6000 gausa uz *cm*. Gan tad viņu spoles tā sakarst, ka jālieto speciēlas ietaises viņu dzesešanai. Šādi elektromagneti ir ļoti masīvi un smagi. Tā, piem., 5500 gausu elektromagnets (Hartmann un Braun, Frankfurtē) sver 450 *kg*.



Zīm. 191.
Mazs elektromagnets.

Parastām vajadzībām (vājiem laukiem) lieto mazākus elektromagnetus, kuŗu polu starpu var taisīt ļoti platu. Tāds redzams zīm. 191. (Max Kohl, Chemnicā). Dažreiz ir vajadzīgi nenoslēgti un nenoslēdzami magneti. Tādus dabū ieliekot solenoidā mikstas dzelzs stieņus.

§ 261. Elektromagneta pielietojumi. Līdzstrāvas motors. Skaititajs. Iepazīnušies ar magnetiskās plūsmas jēdzienu un elektromagnetu, apskatīsim tagad tuvāk dažus viņu svarīgus pielietojumus elektrotehnikā. Kā pirmo un tālākā teoretisku pamatu aplūkosim sekošu gadījumu. Domasim četrstūrainas cilpas veidā saliektu vada drāti, kas var ap horizontālu asi griezties starp elektromagneta poliem *NS* (zīm. 192.). Strāvai bultas virzienā ejot, četrstūŗa sāns *ab*, kā to prasa Fleming'a kreisās rokas likums, ies no *N* uz *S*, sāns *cd* — otrādi, kapēc visa cilpa pagriezīsies likās bultas virzienā. Šī griešanās turpināsies, līdz kamēr četrstūŗa plāksma nenostāsies spēka linijam perpendikulāri, t. i. līdz kamēr magnetiskā lauka plūsma cauri viņa konturam netaps maksimālā. Šinī (vertikalā) stāvoklī cilpa



Zīm. 192.
Cilpas rotācija.

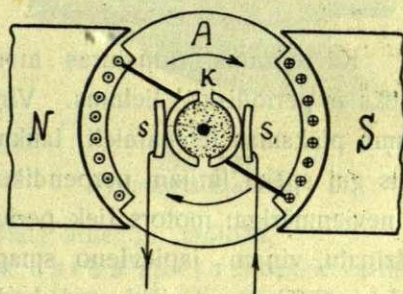
nostāsies. Bet ja tanī brīdī, kad viņa taisas nostāties un inerces dēļ vēl drusku pagriežas vairāk kā vajadzīgs, maina strāvas virzienu viņā, tās sāns *ab* tiek rauts atkal no *N* uz *S* un sāns *cd* no *S* uz *N*, kapēc cilpa turpina griezties agrākā virzienā tālāk, cenzdamās nostāties spēka linijam otrreiz normali. Ja šinī brīdī strāvas virzienu atkal maina, viņai var likt pagriezties vēl par 180° . No ta redzams, ka mainot

strāvas virzienu cilpā tad, kad viņa ar savu plāksmu nostājas spēka līnijām normali, var likt viņai nepārtraukti griezties ap horizontālu asi un līdz ar to darīt kaut kādu darbu, piem., griezt kādu mehānismu. Tā šāda ietaise var noderēt kā elektromotors.

Ritmisku strāvas maiņu cilpā sasniedz ar sevišķu ietaisi, ko sauc komutatoru. Visvienkāršākais ta veids redzams zīm. 192.: tas ir divi metāla pusriņķi, izoleti viens no otra ar ebonītu vaj kā citādi; viņos beidzas cilpas drāts gali. Šiem pusriņķiem visu laiku cieši pieskaņas nekustīgas metāla (vaj ogles) plates s_1, s_2 , tā saucamās „sukas“, pa kuņām strāvu cilpā (komutatorā) ievada un no viņas aizvada. Cilpas plāksmi vertikālu stāvokli sasniedzot, katrs pusriņķis atstāj savu agrāko suku un nāk zem pretejās; ar to tad strāvas virziens cilpā mainas.

Zīm. 192. ir schematisks īstenības attēlojums. Patiesos elektromotoros griežas ne viena cilpa, bet vairākas — liels drāts tinumu skaits. Lai magnetisko plūsmu cauri tinumiem jo vairāk pastiprinātu, drāti tin ap mīkstu dzelzi. Tā dabū motora rotejošo daļu — armaturu. Armatura griežas starp lauka magnēta poliēm NS . Zīm. 193. rāda schematisku vienkāršu, vecas sistēmas motora šķēsgriezumu. Viņa armatura ir līdzīga dubultam T , kapēc viņu sauc par T -armaturu.

Elektromotora dzenošā spēka momentu, kas pielikts viņa armatūras tinumu sāņiem, nav grūti aprēķināt. Ja tinuma plākasma kādā brīdī ar spēka līniju virzienu dod leņķi θ , tad tai cauri ejošā magnetiskā plūsma ir



Zīm. 193.
 T -armatura.

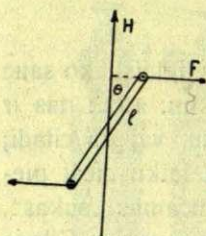
$$\psi = HS \cos \theta = \psi_0 \cos \theta,$$

ja H ir lauka intensitāte, S — tinuma laukums un ψ_0 — plūsmas maksimums, kad $\theta = 0$. Mehāniskais spēks F , ar kuņu šī plūsma uz vadu darbojas, ir

$$F = H i s,$$

ja i ir strāvas intensitāte vadā un s — vada gaņums, t. i. tinuma sā-

na ab vaj cd gaņums (zīm. 192.). F ir vienmēr vērsts normali pret spēka līnijam. Tapēc, ja armatūras tinuma plātums ir r , tad spēka F moments ap rotācijas asi (zīm. 194.) ir



$$P = \frac{1}{2} Fr \cos \theta = \frac{1}{2} Hirs \cos \theta.$$

Tā kā $\frac{rs}{2} = S$ ir tinuma laukums, tad var rakstīt

Zīm. 194.

Motora griešanas moments.

$$P = \psi_0 i \cos \theta.$$

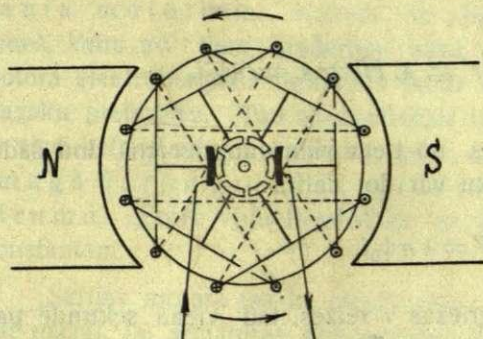
Ja armatūrai ir vairāki n tinumi, tad katra tinuma sānam būs pielikts tāds moments, un tapēc visai armatūrai būs rotācijas moments

$$P = n\psi_0 i \cos \theta.$$

Kā redzams, armatūras moments, un līdz ar to motora dzinēja spēks ir periodisks lielums. Viņš ir maksimums, kad armatūras tinumu plāksmas iet paraleli lauka līnijam, un ir 0, kad tinumu plāksmas guļ spēka līnijam perpendikulāri. Aiz ša iemesla motora gaita ir nevienmērīga: motors tiek periodiski raustīts. Lai šo raustišanu izlīdzinātu, viņam japievieno smags spara rats — regulators, kas rada lielas neērtības, sevišķi tad, kad motors ir liels. Šīm neērtībām vēl pievienojas tas, ka strāvu viņa armatūrā komutējot, rodas intensīvas izslēgšanas dzirksteles, kas komutatoru āši sadedzina un kuņu dēļ daudz enerģijas iet zudumā. Tapēc modernā elektrotehnikā šāda tipa elektromotorus vairs nelieto; ir atrasts ceļš, kuņu ejot nupat minētos trūkums var viegli novērst.

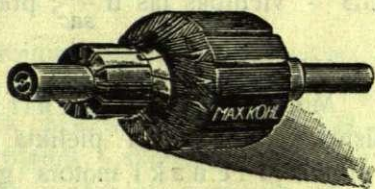
Principiēli praktiski vienmērīgu motora griešanos var sasniegt, lietojot armatūru ne dubulta, bet vairākkārtīga, piem., 4, 8 vaj vairāku T -veidā. Līdz ar to tad komutators jātaisa ar attiecīgu sekciju skaitu. Tas realizēts tā sauktā Gramme-Pacinoči gredzena armatūrā. Bet arī tai ir savi trūkumi — grūta drāts uztīšana, neracio-

nala un neekonomiska materiala izlietošana etc. Vislabaki šis problēms



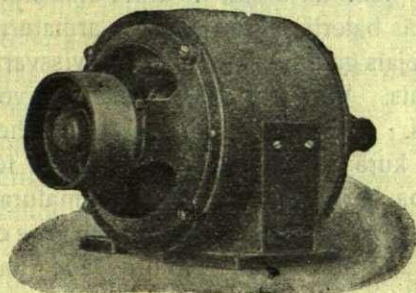
Zīm. 195.
Bungu armatūras schema.

ātrisināts tā sauktā bungu armatūrā. Ta saprotama no schematiskā zīm. 195. un zīm. 196. Te drāti tin tā, lai atsevišķu tinumu plāksmas ietu ne cauri dzelzs cilindra (serdes) asij, bet atšķeltu no viņa cilindriskus segmentus. Drāts gaitu cilindra priekšpusē zīm. 195. attēlo vienlaidus linijas; cilindra otrā galā šī gaita rādīta ar raustītām līnijām. Te redzami seši tinumi, līdzī kam komutators sadalīts 6 sektoros, bet patiesībā tinumu un sektoru ir daudz vairāk (zīm. 196.). Nav grūti saprast, ka šā aptīta armatūra griežas daudz vienmērīgāk kā *T* - armatūra. Otrkārt viņa ir vieglāk tināma un prasa daudz mazāk materiala. Tā kā te komuteta tiek ne visa strāva uz reizi, bet tikai neliela viņas daļa, tad arī izslēgšanas dzirksteles (§ 266.) te ir mazas. Aiz šiem iemesliem modernos līdzstrāvas motoros lieto tikai šāda tipa armatūras. Zīm. 197. rāda attiecīgu motoru.



Zīm. 196.
Bungu armatūra.

Motora dzineja spēku, resp. viņa darba spēju nosaka vairāki faktori. Armatūrai reizi ap asi apriežoties, katrs tās tinuma sāns ir ieguvīis zināmu darbu, kuļa skaitlisko vērtību nosaka sānam pieliktais spēks *F* reiz ceļa garums *s* reiz leņķa cosinus starp tiem. Kā jau bija minēts, spēks ir laukam vienmēr perpendikulārs, tapēc visam darbam izlietotā enerģija būs dabujama, reizinot *F* ar ceļa projekciju uz viņu. Tas redzams zīm. 194.: visu ceļu projekcija uz *F* virzienu ir $2,2r$, ja *r* ir tinuma



Zīm. 197.
Motors.

su ceļu projekcija uz *F* virzienu ir $2,2r$, ja *r* ir tinuma

radiuss. Tapēc a b u tinuma sānu iegūtā enerģija, resp. armaturai atdotais darbs ir

$$W = 2 \cdot F \cdot 4r = 4 \cdot Hi \cdot 2r \cdot s = 4\psi_0 i.$$

Ja armaturai ir n tinumu, katrs no tiem vienā apgriezienā dod šādu darbu, kapēc motors pa šo laiku var dot darbu

$$W = 4n\psi_0 i.$$

Ja vienā sekundē armatura apgriežas ν reizes, tad vienā sekundē padarītais darbs, t. i. motora darba spēja ir

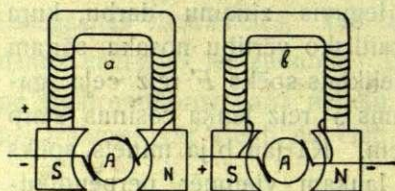
$$\frac{W}{\text{sec}} = 4n\nu\psi_0 i.$$

CGS - vienībās tas ir $\frac{\text{erg}}{\text{sec}}$; praktiskās vienībās to mēro zirga spēkos (HP , PS , sk. I, § 26).

Motora griešanās ātrumu nosaka divi faktori: magnetiskā plūsma ψ_0 un sukām pieliktā potencialu difference V . Jo lielāka ir pirmā, jo lēnāki motors griežas, jo lielāka otrā, jo āšāki viņš griežas. Tas būs saprotams nāk. nodalījumā, kad būs runa par indukcijas parādībām. Ar pēdejām izskaidrojams arī tas, ka motora darba spēja un rotācijas ātrums patiesībā vienmēr izrādas mazāki par teoretiski aprēķinātiem: armaturai magnetiskā laukā griežoties, viņā inducijas motoru dzenošam *el. dz.* spēkam preti vērstas *el. dz.* spēks.

Lauka magneta ierosināšanai var ņemt kā āreju, no armatūras strāvas neatkarīgu strāvu, ta arī strāvu no tās baterijas, kuŗa apkalpo armatūru.

Pēdejais gadījums praktiski ir vissvari-gakais. Viņu var iedalīt atkal divos citos. Zīm. 198, *a* rāda motora schemu, kuŗā viena un ta pati strāva iet kā pa elektromagneta, ta arī armatūras tinumiem. Te abi tinumi saslēgti sērijā, kapēc šādu motoru sauc par sērijas motoru. Zīm. 198, *b*, turpreti, rāda motora tipu, kuŗā lauka magnetā iet viena, armatūrā otra visas strāvas daļa. Te lauka magneta un armatūras tinumi ir saslēgti blakus; attiecībā pret armatūru te



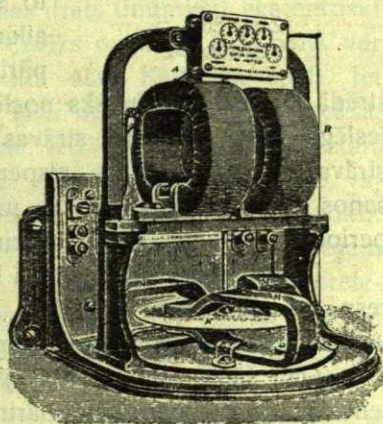
Zīm. 198.
Motora savienojumi.

netā iet viena, armatūrā otra visas strāvas daļa. Te lauka magneta un armatūras tinumi ir saslēgti blakus; attiecībā pret armatūru te

lauka magneta tinumi ir šanteti, tapēc šāda tipa motorus sauc par šanta motoriem. Katram no viņiem ir savas raksturīgās pazīmes, katrs no tiem noderīgs savā vietā. Racioneli būveta šanta motora elektromagneta tinumiem jābūt ar lielu, armatūras tinumiem ar mazāku pretestību. Tad magnetiskais lauks viņā gan ir vājš un tapēc ne visai liela ir arī motora darba spēja, bet toties viņš kā vieglā, tā smagā darbā griežas gandrīz ar vienu un to pašu ātrumu. Tapēc viņu lieto visur tur, kur apgriezīnu skaitam jābūt konstantam.

Serijas motorā tas ir otrādi: viņa magneta spoļu pretestībai jābūt mazai, lai armatūras strāva varetu būt pēc iespējas intensīva. Šāda motora apgriezīnu skaits ir atkarīgs no tam uzliktā darba lieluma: jo smagāks ir darbs, jo lēnāki griežas motors. Bet līdzī tam pie maziem apgriezīniem motora attīslītā vilkšanas, resp. griešanas spēja ir visai ievērojama. Tapēc viņu lieto tur, kur uzreiz jāiesāk liels darbs, piem., tramvaja vagona dzīšanai, lielu smagumu pacēšanai etc.

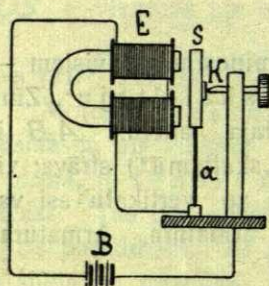
Kā motora principa tālāku pielietojumu minesim vēl visiem — vismaz no ārienes — pazīstamo „elektribas skaititaju“. Zīm. 199. rāda Thomson - Houston'a skaititaja attēlu. A, B ir resnas drāts spoles, pa kuņām iet mērojamā („skaitamā“) strāva; viņas izpilda lauka magneta vietu. Starp viņām ap vertikālu asi var griezties otra, no tievas drāts taisīta spole; tā ir armatūra. Armatūras ass lejas galā piestiprināta horizontāla alumīnija ripa K , kuņai griežoties tās mala slid caur permanentu tērauda magnētu M, M, M polu starpu. No tam viņā inducējas strāvas (tā sauktās Foucault strāvas, skat. § 268.), kuņas pretojas tās griešanai. Tā visa šī motora rotācija tiek bremzēta un proporcionāli rotācijas ātrumam. Vienmērīgas rotācijas uzturēšanai motoram jāzaudē noteikts darbs, resp. noteikta enerģija un atkal proporcionāli rotācijas ātrumam. Šo enerģiju dod pašam motoram cauri ejošā enerģija, kuņu noteic „skaitamai“ strāvai i proporcionālā lauka magnētu intensitāte un cauri armatūrai ejošā strāvas intensitāte, resp. tai proporcionālā potenciālu di-



Zīm. 199.
Elektribas skaititajs.

ference armatūras tinumu galos. No tā redzam, ka saskaitot, cik reizes bremzētā armatūra ir apgriezusies, var aprēķināt, cik liela ir visam aparatam cauri izgājušās strāvas enerģija iV . Armatūras apgriezienu skaitu dod īpaša zobriņņu sistēma ar attiecīgiem vieninieku, desmitnieku etc. rādītājiem, vaj arī jau kilo-, resp. hektouat - stundās tieši graduētas skalas.

§ 262. Elektromagnetisma tālākie pielietojumi. Telegrafs. Kā tālāko elektromagneta pielietojumu aprakstīsim vienkāršu, bet praksē ļoti svarīgu ietaisi, tā saukto elektromagnetisko pārtrauceju (interruptoru), kuru lieto visur tur, kur automatiski un regulāri jāpārtrauc strāvu, kā, piem., induktoros (§ 270.), vaj kur jāradā periodiskas mehāniskas vibrācijas, kā, piem., elektriskos zvanos. Viņa konstrukcijas un darbošanās princips viegli saprotams no schematickā zīm. 200. E ir elektromagnets — pakava vaj citā veidā; preti viņa serdei stāv atspere a galā uzstiprināts mikstas dzelzs gabals s . Kamēr elektromagneta tinumos strāvas nav, šis dzelzs gabals cieši piespiežas



Zīm. 200.
Pārtraucejs.

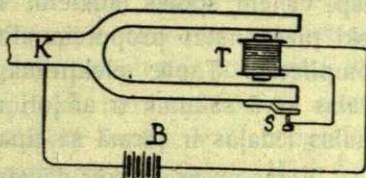
platina asuma K . Ja pēdējo pievieno baterijas (elementa) vienam polam, otru polu savienojot ar elektromagneta vada galu, strāva būs noslēgta. Bet tānī pat brīdī elektromagneta serde, pievilkdama miksto dzelzs gabalu s , strāvu pie K atkal pārtrauc. Līdz ar to arī pats elektromagnets pazaudē savu pievilkšanas spēju, kapēc atspere a dzelzs gabalu piespiež kontaktam K no jauna. Ar to strāva atkal noslēdzas, elektromagnets atkal pievelk dzelzs gabalu, strāvu no jauna pārtraukdams. Tā šāda ietaise automatiski

strādā kā strāvas ritmisks noslēdžejs un pārtraucejs; ķēdē, kuļā viņa ieslēgta, nepārtrauktas strāvas vietā plūst viena virziena raustīta strāva. No otras puses, atspere, resp. mikstā dzelzs gabala pendeļšanās starp elektromagnetu un kontaktu K var izlietot mehānisku periodisku sitienu, resp. satricinājumu radišanai (elektriskais zvans).

Pārtraukumu skaitu vienā laika vienībā nosaka atspere a elastība, resp. tās vibrēšanas periods. Regulējot viņas gaļumu vaj iestiepumu, var plašās robeļās mainīt pārtrauceja periodu.

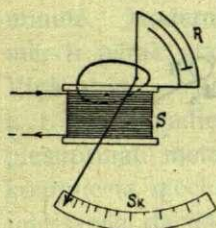
Gan šāda tipa pārtraucejs ir noderīgs tikai vājām strāvam. Intensīvas strāvas pārtraucot pārtraukuma vietā rodas spēcīgas dzirksteles (§ 266.), kas ātri vien sadedzina kontaktu K . Lai arī pie vājām strāvam viņš ar laiku neizdegtu, smailumu K taisa no platīna; arī mikstam dzelzs gabalam s , asuma K tieši preti, pietaisīta neliela platīna plāksniņa.

Ta pati ideja likta elektromagnetiskās tonā dakšas konstrukcijas pamatā. Viņas schema redzama zīm. 201. Starp tonā dakšas (pietiekoši gaļiem) zariem nostiprinats elektromagnets T . Rindā ar viņa drāts tinumiem baterijas (elementa) ķēdē ieslēgts kontakts s . Strāvai noslēdzoties elektromagneta serde pievelk dakšas zarus, tā radot pārtraukumu pie s . Ar to strāva elektromagnetā izbeidzas, kapēc dakšas zari liecas atpakaļ. Nu kontakts rodas nō jauna, zari atkal pievelkas. Tā dakša turpina vibret nēpārtraukti, dodot savu īpatnejo toni. Ari mechaniskiem periodiskiem satricinājumiem var šīs vibrācijas izlietot. Par šādu tonā dakšu kā strāvas noslēdzeju un pārtrauceju jau bija runa § 249.



Zīm. 201.
Elektromagnetiskā tonā dakša.

Kā nākošo elektromagnetisma pielietošanas piemēru aprakstīsim tā saucamos elektromagnetiskos jeb mīkstās dzelzs strāvas mērošanas instrumentus — ampermetrus un voltmetrus, kuņi, blakus grozamo spoļu instrumentiem, sevišķi teknikā plaši tiek lietoti. Viņu konstrukcijas pamatā likts fakts, ka drāts solenoids (spole), kad pa viņu plūst strāva, meklēdams savām spēka līnijām ceļu ar mazāku magnetisku pretestību, rauj sevi iekšā viņa tuvumā brīvi novietotus mīkstas dzelzs gabalus un pie tam proporcionāli strāvas intensitātei. Šādas konstrukcijas schema redzama zīm. 202. Vīrs spoles S ar resnas drāts tinumiem ekscentriski uzstiprinats mīkstas dzelzs ovāls tā, ka viņš var grozīties ap horizontālu asi. Kad pa spoli iet strāva, ovāla kreisais gals tiek rauts spolē iekšā, kapēc viņš un līdz ar viņu pie tā piestiprinātais rādītājs pagriežas. Tam pretojas vaj nu smagums, vaj īpaša atspere, kuņa strāvai izbeidzoties ovālu atgriež agrākā stāvoklī. R ir noslēgts šaurs kanāls, pa kuņu, rādītājam grozoties, staigā viņam piestiprināta ripiņa. Sastāpdama šaurā kanālā ļoti lielu gaisa pretestību, ripiņa rādītāja staigāšanu pa skalu padara ļoti vienmērīgu un neļauj tam svārstīties. Tapēc šos instrumentus dažreiz sauc arī par instrumentiem ar gaisa pretestību.

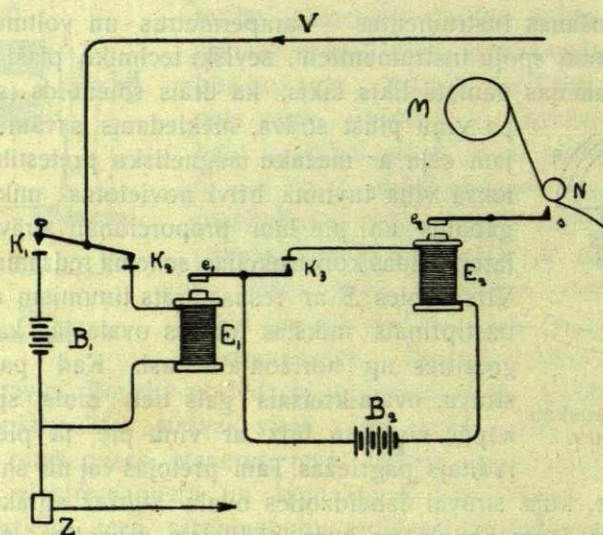


Zīm. 202.
Elektromagnetiskais ampermetrs.

Šo instrumentu labā īpašība ir viņu lētums un tas, ka viņi ir neatkarīgi no strāvas virziena. Tas viegli saprotams, jo dzelzs ovāls magnetizejas un tiek rauts spolē neatkarīgi no tā, kā strāva pa pēdejo iet. Tapēc viņus var lietot arī maiņstrāvas mērišanai. Viņu trū-

kums ir, vispirms, viņu mazā jūtība. Otrkārt, pie mazām strāvam, resp. vājiem spoles laukiem, kamēr vēl ievēlamā dzelzs nav magnētiski piesātināta, proporcionalitāte starp strāvu un ievilkšanu ir visai komplicēta. Tapēc elektromagnetisko strāvas mērošanas instrumentu skalas savā sākumā ir ar ļoti neproporcionalām iedaļām. Neproporcionalas iedaļas ir pirmā ša tipa instrumentu pazīme.

Viens no praktiskās dzīves vissvarīgākiem un vēsturiski vispirmāk sekmīgiem elektromagnetisma pielietojumiem ir telegrafs, kuŗa pirmie pamati tika likti drīzi vien pēc Oersted'a eksperimentu publicēšanas. Viņa ideja ir ļoti vienkārša: telegramas raidīšanas un uztveršanas vietas savienotas ar vadiem, kuŗu ķēdē ieslēgta baterija, slēdzejs (raidīšanas) un elektromagnets (uztveršanas stacijā). Norunātā kārtā ar slēdzeju rīkojoties, var uztveršanas stacijas elektromagnetam likt kaut kā mechaniski darboties. Šīs idejas realizācijas schema redzama zīm. 203. Tā kā katrai stacijai jābūt kā raidīšanas, tā uztveršanas stacijai, tad visas viņas ir gluži vienādi ierīkotas. Signālu sūtot



Zīm. 203.
Telegrafs.

raidīšanas stacijā nospiež slēdzeju K_1 . Tad viņas baterija B_1 pa „gaisa vadu“ V un „zemes vadu“ Z caur uztveršanas stacijas slēdzeju K_2 un elektromagnetu E_2 noslēdzas ķēdē. Elektromagneta E_2 serde, pievilkdama savu enkuru e_2 , noslēdz kontaktu K_3 , kas savukārt noslēdz baterijas B_2 un elektromagneta E_1 ķēdi. E_1 enkura e_1 viens gals beidzas ar spalvu s , kas pildīta ar krāsu (tinti). Kad e_2 kreiso galu

E_2 pievelk, s piespiežas papīra sloksnei, kas pulksteņa mehānismā dzīta, tīnas no spoles M gar cilindru N uz otru spoli. Īss slēdzeja K_1 piespiediens sūtīšanas stacijā dod uz papīra sloksnes uztveršanas stacijā īsu strīpu (punktu). Jo ilgāki K_1 būs piespiesti, jo garāka būs strīpa uz papīra. No tā redzams, ka iepriekš, norunājot ar cik daudz un kādām strīpu kombinācijām apzīmēt alfabēta burtus, var „telegrafēt“ veselus vārdus un teikumus. Šī ir pazīstamā un lietotā Morse'a telegrafešanas sistēma.

Gan varetu domāt, ka aparāts kļūtu daudz vienkāršāks, ja spalvu s piestiprinātu tieši kontakta sviras K_3 galā, bateriju B_2 un elektromagnetu E_2 pavisam atmetot. Bet tas būtu neizdevīgi, jo tad elektromagneta E_1 pietiekoši stiprai ierosināšanai pa telegrafa vadiem būtu jārada diezgan stipra strāva. Tas būtu neekonomiski un neizdevīgi. Zīm. 203. attēlotā schemā, turpreti, šī strāva var būt ļoti vāja: viņas vienīgais uzdevums ir noslēgt kontaktu K_3 , ar to laižot darbā bateriju B_2 , kuŗu var taisīt pēc vajadzības stipru. Ietaises, kuŗas kalpo kādas citas ķēdes noslēgšanai, sauc par r e l ē (relais). Tā telegrafa schemā elektromagnets E_2 ar kontaktu K_3 ir vienkāršs relē.

Ar Morse'a telegrafešanas sistēmu var sūtīt līdz 100 burtu minūtē. Modernā satiksmē, sevišķi uz bieži lietotām līnijām, tas tomēr ir pārāk maz. H u g h e s'a (Hjūza) sistēma jau ir daudz ražīgāka. Viņā abās — kā raidīšanas, tā uztveršanas stacijā pilnīgi sinhroni, t. i. ar vienādiem ātrumiem un fazēm, griežas pa ripai, kuŗu malās piestiprināti metāla (tipografijas) burti alfabētiskā kārtībā. Ar diezgan komplicēta mehānismā palīdzību var sasniegt to, ka vajadzīgo burtu raidīšanas stacijā var „ieslēgt“ taisni tānī brīdī, kad uztveršanas stacijā tas pats burts atrodas ripas apakšā — taisni preti gaŗam tekošai papīra sloksnei. Tānī momentā sloksne uz acumirkli piesitas burtam klāt; tā uz papīra paliek burtā tiešs nospiedums. Ar H u g h e s'a aparātu var jau telegrafēt pāri par 200 burtu minūtē.

Tomēr arī tas vēl ir par maz. Jaunākā laikā ir daudz mēģināts atrast ceļu, kā pacelt telegrafešanas ātrumu. Un mēģinājumi te nav palikuši bez sekmes. Vispirms, ir izrādījies iespējami pa vienu un to pašu vadu vienlaicīgi sūtīt vairākas neatkarīgas viena no otras telegramas (līdz 6). Otrkārt, jaunākās, tā sauktās mehāniskās telegrafešanas sistēmas (Pollack un Virag) dod iespēju automatiski telegrafēt līdz 2000 vārdu minūtē. Bet tā kā te pats telegrafešanas princips ir palicis tas pats, un attīstījusies ir tikai tehnika, tad viņas šē sīkāk neapskatisim.

Maiņus magnetiskais lauks. (Indukcija)

§ 263. **Indukcija noslēgtos vadās.** Līdz šim, runājot par magnetisko lauku, mēs viņu domajām ar konstantām, pastāvīgām īpašībām. Tāpat viņa stāvokļa maiņai attiecībā pret tanī novietotiem vadu konturiem mēs nekādu sevišķu vērību nepiegriezām. Tas bija stacionārs magnetiskais lauks, kāds viņš ir ap stacionārām strāvam un permanentiem magnetiem. Līdz ar Faraday'u mēs viņu domajām kā zināmu apkārtejas telpas (eteļa) deformāciju, kas sevī nes noteiktas īpašības un noteiktu enerģijas krājumu. Kāmēr šīs deformācijas nemainas, nemainas arī lauks un mierā stāv viņa enerģija.

Bet nu magnetiskais lauks var mainīties; viņš rodas un izzūd; viņa intensitāte var pieaugt, un tapt vājāka, ta virziens var mainīties u. t. t. Tāds, piem., ir nestacionāras strāvas lauks. Te katra strāvas intensitāte, resp. katrs tās virziens novērošanas punktā dod savu eteļa deformāciju, savu lauku. Kad strāvas intensitāte pieaug, pieaug novērošanas vietā arī viņas lauka intensitāte; strāvai vājākai topot, pavājinās arī lauks. Līdz ar to mainas viņa enerģija. Šāds lauks tad ir maiņus lauks.

Maiņus magnetiskam laukam ir daudz tādu īpašību, kādu stacionāram laukam nav. Teorijai un praksei viņš ir ne mazāk svarīgs kā stacionārais lauks. Pat vēl vairāk: taisni maiņus magnetiskais lauks ir tas, no kuļa izaugusi viena no visdziļākām teorijām fizikā — elektromagnetiskā gaismas teorija un kuļš radijs vienu no visgrandiozākām mūsu civilizācijas bazem: apbrīnojamos elektriskās strāvas generatorus un vismodernāko satiksmes līdzekli un cilvēka gaišāko prieku — radio-telegrafu un telefonu.

Magnetiskā lauka aprakstam § 260. mēs ņēmām palīgā viņa spēka resp. indukcijas plūsmas jēdzienu. Ar to mēs sapratām kādu noteiktu viņa spēka liniju kopumu. Ta, piem., ja viņā atrodas kāds noslēgts vada konturs ar laukumu S , tad tam cauri ejošā magnetiskās indukcijas plūsma (liniju skaits) ir

$$\psi = \mu HS \cos \theta;$$

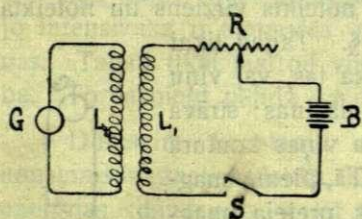
te H ir lauka intensitāte, μ — ta apvidus magnetiskā permeabilitāte, kuļā konturs atrodas, un θ — leņķis starp kontura plāksmas normales un spēka liniju virzienu. Tāpat ja konturs atrodas pats savas strāvas laukā. Ari tad spēka linijas vienā viņa pusē ieiet, otrā iznāk. Te $\theta = 0^\circ$, un tapēc viņam cauri ejošā plūsma ir

$$\psi = \mu HS = \mu N.$$

Kamēr konstanta ir strāva kontūrā, konstanta ir viņam cauri ejošā plūsma. Viņa mainīsies, kad mainīsies strāvas intensitate. Tapēc arī maiņus magnetiskā lauka aprakstam var lietot magnetiskās plūsmas jēdzienu.

Domāsim nupat minēto noslēgto strāvas konturu ar savu magnetisko plūsmu. Šī plūsma reprezentē zināmu, noteiktu deformāciju apkārtejā eterī; viņu rada tā elektrisko lādiņu pārvietošanās vadā, ko saucam elektrisko strāvu. Starp plūsmas intensitati un strāvas intensitati ir stingrs skaitliskis sakars: katrs strāvas pieaugums, resp. katrs lādiņa kustības paātrinājums pilnīgi noteikti maina lauka plūsmas intensitati. Un nu rodas jautājums: vaj nav arī otrādi? Kas notiks, ja ap konturu esošo plūsmu mainīsim no ārienes? Vaj viņai pieaugot vadā esošie elektriskie lādiņi necentīsies radīt tādu strāvu, kuŗa atbilstu jaunajam laukam ap vadu? Citiem vārdiem: ja strāvas režīma maiņa vadā maina magnetisko plūsmu ap viņu, vaj tad nebūs arī otrādi — vaj magnetiskās plūsmas maiņa ap vadu neizsauks arī strāvas režīma maiņu vadā?

Vēl vienkāršāks šis jautājums top, ja magnetisko plūsmu domā cauri konturam, kuŗā nekādas strāvas nav. Vaj tadā gadījumā kontūrā esošie lādiņi neiegūst paātrinājumu un nesāk kustēties, dodot strāvu?



Zīm. 204.

Elektromagnetiskā indukcija.

Gandrīz 100 gadus atpakaļ šos jautājumus labai uzstādīja Faraday's. Viņam pieder arī nopelns, ka ar savu neatlaidību viņš atbildi dabuja tādu, kādai viņai jābūt — t. i. pozitīvu.

Zīm. 204. rāda Faraday'a eksperimenta schemu. B ir baterija, kuŗu ar izslēgu S caur reostatu R un drāts spole L_1 var noslēgt un atvērt. L_2 ir otra spole, noslēgta caur jūtīgu galvanometru G . Patiesībā gan Faraday'a eksperimentā spoles bija novietotas viena otrā; bet tam principiēlas nozīmes nav. Kamēr baterijas ķēde ir noslēgta un viņā plūst noteiktas intensitates konstanta strāva i un līdzī tam cauri spolei L_2 iet konstanta magnetiska plūsma Φ , spoles L_2 kontūrā nekas nenotiek. Bet tiklīdz i sāk mainīties, tūliņ galvanometra rādītājs novēršas. Vaj nu šī maiņa rodas no tam, ka R pretestību pamazina, vaj palielina, jeb strāvu izslēdz vaj ieslēdz — vienmēr strāvas i režīma maiņas brīžos galvanometra ķēdē rodas strāva. Ta ir īsa, aši pārejoša strāva; viņa turpinās tikai tikmēr, kamēr strāva

pirmā, tā saukta primārā kontūrā mainas. Faraday's viņu sauc par indukcijas strāvu, pašu viņas rašanos par indukciju.

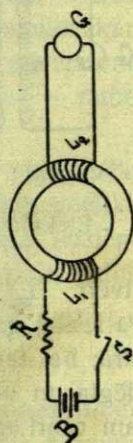
Šinī eksperimentā indukcijas strāvu otrā — tā sauktā sekundārā kontūrā rada ta magnetiskās indukcijas plūsmas maiņa, kuŗu dod primārā kontura strāvas ietenisitates maiņa. Bet plūsma cauri sekundarajam konturam mainisies arī tad, ja viņš primaram nāks tuvāk vai ies no tā tālak. Un tiešam — spolē L_2 inducejas strāva arī tad, ja viņu spolei L_1 tuvina vai no tās attālina. Bet arī te šī strāva turpinas tikai pa to brīdi, kamēr spole pārvietojas: tiklīdz viņa apstājas, strāva izbeidzas.

Indukcija spolē L_2 rodas arī tad, ja viņu tuvina kādam permanentam magnetam vai no tā attālina, vai arī ja permanento magnetu viņai tuvina vai no tās attālina — vispāri, ja tās tuvumā, relatīvi pret viņu kustina kādu magnetiska lauka avotu tā, ka tai cauri ejošā magnetiskā plūsma mainas. Šo gadījumu dažreiz sauc par magnetindukciju. Bet, kā saprotams, principiēlas starpības starp šo un augšējo gadījumu nav nekādas.

Pārskatamu indukcijas schemu dod zīm. 205. Te abas spoles — primārā L_1 un sekundārā L_2 — uztītas uz kopejas dzelzs serdes tā, ka visa primārās radīta magnetiskā plūsma bez kādiem zaudejumam iet cauri otrai spolei.

Inducetai, kā katrai citai strāvai, ir noteikts virziens un noteikta intensitate. Par to sīkaki runasim nāk. §. Tagad tikai atzīmesim, ka strāvas virzienu nosaka tas, vai viņu radošā magnetiskā plūsma pieaug vai pamazinas: strāva iet vienā virzienā, kad magnetiskā plūsma viņas kontūrā pieaug un preteajā, ja plūsma samazinas. Tā, piem., magnetu konturam tuvinot, dabū strāvu, kas preteja magnetu attālinot inducetai, bet viņa ir tāni pašā virzienā, kādā iet kaut kā citādi magnetiskajam laukam pieaugot dabūtā, piem., strāvu kādā blakus kontūrā ieslēdzot.

Kā rāda augšējā magnetiskās plūsmas izteiksme, viņa ir atkarīga arī no tā, ar kādu slīpumu viņa kontura plāksmu sastop ($H \cos \theta$, resp. $S \cos \theta$). Vislielākā viņā ir tad, ja kontūra plāksma stāv normali preti spēka līnijam ($\cos \theta = 1$), vismazākā — ja šī plāksma guļ spēka līniju virzienā ($\cos \theta = 0$). Tapēc, ja arī konstantā magnetiskā laukā maina kāda kontura plāksmas slīpumu attiecībā pret viņu, kontūrā inducejas strāva. Tas viegli novērojams, ja caur galvanometru noslēgtu drāts cilpu griež starp magneta poliem.



Zīm. 205.
Indukcija.

Ari ap zemes lodi ir magnetisks lauks; tapēc indukcijai jābūt arī viņā. Eksperiments to arī apstiprina. Ja galvanometra ķēdē ieslēdz platā tinumā satītu plakanu drāts muškulu un tad viņu strauji pagriež tā, ka zemes magnetiskā lauka plūsma cauri viņam mainas, galvanometrs rāda indukcijas strāvu. Šī plūsma būs vislielākā, kad muškulu turesim vertikāli un perpendikulāri spēka linijām, vismazākā viņam horizontālā stāvoklī esot. Indukcijas strāva iet vienā virzienā, ja tinumu griež no vertikāla stavokļa horizontālā, un pretejā virzienā, ja tinums no horizontāla stavokļa pāriet vertikālā.

Aprakstītos eksperimentos mēs kā sekundāros konturus domājam spoles, resp. vairākus tinumus. Bet bez kādām grūtībām ir saprotams, ka tas pats, kaut gan mazākos apmēros, notiks arī vienā pīšā vada drātī. Tāpat nebūs vajadzīgs sevišķi uzsvērt tas, ka vadā inducētā strāva ir pilnīgi neatkarīga no tā, vaj viņā inducēšanas brīdī kāda strāva jau ir vai nav. Indukcija ir vienmēr, ja cauri sekundāram konturam ejošā magnetiskā plūsma mainas.

§ 264. Lenz'a un Fleming'a likumi. Pētīsim nu pag. § aprakstīto indukcijas parādību likumus sīkāk. Pirmais jautājums te ir jautājums par inducētās strāvas virzienu un intensitāti. Eksperiments rāda, ka strāvas, kas inducētas magnetiskai plūsmai pieaugot, iet preteji tām, kuņas rodas plūsmai samazinoties. Viņas ir jo intensīvākas, jo intensīvāka ir mainošās magnetiskā plūsma un jo āsāki viņa mainas. Tagad tikai jāatrod viņu virziena un intensitātes absolūtā vērtība. To sasniegt palīdz enerģijas neižnīcības likums.

Domāsim konstantu strāvu ar intensitāti i , ap kuņu ir noteikts konstants magnetisks lauks. Katrā lauku tilpuma vienībā ir ielikts zināms enerģijas daudzums — kā ta enerģija, kuņa patērēta lauku kā etera deformāciju radot. Kamēr šis lauks, resp. viņa spēka līniju skaits ap vadu ir pastāvīgs, pastāvīga ir viņa enerģija. Bet nu iznīcināsim kādu no viņa spēka līnijām. To var panākt, laižot pa viņu ta intensitātes virzienā kādu magneta polu. Kā redzējam § 243., pōls tad iegūst noteiktu ātrumu, resp. kinētisku enerģiju un var darīt darbu. To viņš iegūst uz magnetiskā lauka enerģijas rēķina, kuņa paliek mazāka. Līdz ar to izjūk līdzsvars starp strāvas intensitāti un viņas lauku. Lai viņu atjaunotu, lai laukam viņa zaudēto enerģiju atdotu atpakaļ, strāvai i būs jāatpakaļ un taisni par tik, cik vajadzīgs, lai viņas enerģijas pieaugums kompensētu lauka enerģijas zudumu. Bet strāvas stiprumu vadā nosaka divi faktori: plūstošās elektrības daudzums un viņas ātrums. Pirmo savukārt nosaka elektrības ražotājs — baterija, otro — potenciālu diference vada galos un vada pretestība. Tā kā

katras baterijas darba spēja ir aprobežota un vada pretestība ar magnetiskā lauka maiņu nemazinas, tad magnetiskā lauka enerģijas zuduma kompensēšanai elektriskai strāvai vadā būs straujaki jatek. Bet tad potenciālu diference vada galos kļūs lielāka. Tā galu galā magnetiskā lauka enerģijas pamazinašanās vadā radīs jaunu strāvas impulsu agrākās strāvas virzienā un jaunu papildu potenciālu diferenci viņa galos. Tie būs vadā inducetā strāva un viņas elektrodzinejspēks.

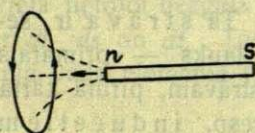
Tagad dzīsim magnetpolu lauka intensitātei preti. Ar to, mēs, patērojot zināma lieluma darbu, lauka deformāciju vēl vairāk padziļināsim un līdz ar to pacelsim viņa enerģiju. Tapēc arī tagad izjuks līdzsvars starp strāvas intensitāti un viņas lauku. Lai viņu atdabūtu, strāvai būs jāpaliek vājākai. Spriežot tāpat kā iepriekšējā gadījumā, redzam, ka tas iespējams tikai tad, kad strāvas ātrums vadā samazinas, ko var pielīdzināt tam, ka vadā rodas agrakai strāvai preti vērsta jauna strāva, resp. ka viņa galos rodas baterijas potenciālu diferencei preti vērsta potenciālu diference. Ja tā ir indukcijas strāva un inducetā potenciālu diference, tad no tā redzam, ka magnetiskā lauka intensitātei ap vadu pieaugot, viņā inducejas agrakai strāvai preteja strāva.

Nupat sacītais būs vietā visos gadījumos, neatkarīgi no vadā tekošās strāvas intensitātes. No tā spriežam, ka arī tad, kad šī strāva būs ļoti vāja un pat tad, kad viņas nemaz tur nebūs. Magnetiskam laukam ap vadu pieņemoties vaj rodoties, vadā esošie elektriskie lādiņi cenšas dot tādu strāvu, kuŗa šim laukam korespondejošai strāvai ietu preti. Kad magnetiskais lauks pavājinās vaj no vada tuvuma pazūd, vadā inducejas strāva, kas iet preti tai, kuŗa šādu lauka pazūšanu radītu. Inducetā strāva vienmēr cenšas uzturēt ap vadu jau esošo stāvokli. To prasa enerģijas neiznīcības likums; līdz ar to induceto strāvu virziens ir pilnīgi noteikts.

Tāpat tas ir ar induceto strāvu lielumu, t. i. intensitāti. Pastāvot stingrai proporcionalitātei starp elektriskās strāvas un magnetiskā lauka intensitātem, magnetiskam laukam zināmu enerģijas daudzumu zaudejot, tik pat liels viņas daudzums pāriet elektrisko lādiņu, resp. elektriskās strāvas enerģijā vadā. Šī pēdējā izteicas noteiktas intensitātes strāvā. Tā inducetās strāvas intensitāte ir proporcionala magnetiskā lauka maiņai.

Šie slēdzieni, kuŗus mēs dabuļam kā enerģijas neiznīcības likuma sekas, kā empirisks likums bija jau pazīstami *L e n z a m* (1834.): magnetiskam laukam ap vadu mainoties vadā inducejas tāda virziena strāva, kuŗa kavē inducetāja darbību. Ja, piem., kādā noslēgtā vadā

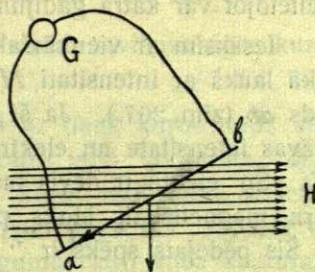
indukcija rodas viņam permanentu magnetu tuvinot (zīm. 206.), tad vadā inducejas strāva, kuŗas magnetiskais lauks cenšas magnetu atstumt.



Zīm. 206.
Lenz'a likums.

Ja magnetu no vada atņālina, inducetās strāvas lauks viņu rauj atpakaļ. Vispārīgi, ja inducējais lauks cenšas pastiprināties, inducetās strāvas lauks viņu vājina; ja lauks pavājinas, inducējais lauks cenšas viņu stiprināt. Šis likums ir pazīstams kā Lenz'a likums.

Lenz'a likums savā vispārīgā formā ne katreiz ir parocīgs. Daudzos praktiski svarīgos gadījumos ģeometriskās attiecības starp vadu un inducējošo lauku ir tik vienkāršas, ka vēlama kāda cita, vienkāršāka pazīme, no kuŗas varetu spriest par inducetās strāvas virzienu. Sevišķi tas sakams par tiem, kuŗos indukcija rodas noslēgtam konturam krustis šķeļot magnetisko plūsmu, kā, piem., zīm. 207. Te vadam ab uz leju ejot, magnetiskā plūsma visā viņa kontūrā aGb pieņemas, no kam viņā inducejas noteikta virziena strāva. Ņemot palīgā Lenz'a likumu, nav grūti atrast, ka zīmējumā norādīto kustības un magnetiskā lauka virziena gadījumā inducetā strāva būs vērsta no b uz a , jo šādas strāvas lauks pretošies vada ab kustībai uz leju. Kad vadu celsim no lauka ārā (augšup), viņā inducesies strāva, kuŗas lauks viņu raus atpakaļ, t. i. no a uz b vērsta. Fleming's ir rādījis, ka šādos gadījumos magnetiskā lauka, vada kustības un viņā inducetās strāvas virzieni saistas „labās rokas triju pirkstu likumā”: ja labās rokas trīs pirmos pirkstus izstiep normali vienu pret otru, rādītāja pirkstu vēršot magnetiskā lauka un lielo pirkstu vada kustības virzienā, tad trešais pirksts norāda inducetās strāvas virzienu. Šis likums pazīstams kā Fleming'a labās rokas likums. Kā redzams, viņš ir pilnīgā saskaņā ar Lenz'a likumu, bet praktiski ērtāki pielietojams.



Zīm. 207.
Fleming'a likums.

Fleming'a likuma ilustrēšanai vēl varam atgriezties pie zīm. 161. skicetā Barlow'a riteņa. Ja viņu griezīsim bultas norādītā virzienā, ta lejup vērstie radiusi, spiezdamiies magneta polu starpā, šķēls magnetiskā lauka līnijas, kapēc viņos inducesies no apakšas uz augšu (centru) vērsta strāvas. Riteni nepārtraukti griežot, var dabūt nepār-

trauktu strāvu. Tā Barlow'a ritenis ir maza dinamomašīna, kuņas konstrukcijas pamatā likta elektromagnetiskā indukcija.

§ 265. Inducetais el. dz. s. Inklinometrs. Elektriskai strāvai vajadzīga potenciālu diference viņas ceļa galos. Tā strāva ir sekundārais, potenciālu diference, resp. elektriskais lauks — primārais efekts. Tapēc, runājot par inducetām elektriskām strāvam, pirmā kārtā jadamā par inducetām potenciālu diferencem, resp. inducetiem elektrodzineja spēkiem.

Induceto elektrodzinejspēka virzienu nosaka Fleming'a, resp. Lenz'a likums. Viņa skaitliskās vērtības atkarību no inducējošā lauka dod tas pats enerģijas princips, par kuņu nupat runajām: inducetās strāvas efekts nekad nevar būt lielaks par to enerģijas daudzumu, kas magnetiskam laukam ap vada mainoties top brīvs. Šo principu pielietojot var katrā gadījumā induceto *el. dz. s.* aprēķināt.

Iesāksim ar vienkāršāko gadījumu: nekustīgā homogēnā magnetiskā laukā ar intensitāti H kustas perpendikulāri spēka līnijām taisns vads ab (zīm. 207.). Ja šī kustība turpinās t sekundes un ja inducetās strāvas intensitāte un elektrodzineja spēks ir i un E , tad tās efekts ir iEt . Šo efektu ir devis tas darbs, kas patērets pārvarot to spēku, ar kuņu magnetiskais lauks ponderomotoriski darbojas uz strāvas vadu i . Šis pēdejs spēks ir

$$F = Hil,$$

ja l ir vada ab gaņums, un vērstas vada kustības virzienam preti. Mūsu gadījumā viņš ir negatīvs, tapēc, ja vads laukā ir pārvietojies s *cm*, tad tam patēretais darbs ir $Fs = Hils$. Pielietojot enerģijas neiznīcības principu, dabujam $Eit = Hils$ un tad

$$E = -\frac{Hls}{t}.$$

$\frac{s}{t} = v$ ir vada kustības ātrums magnetiskā laukā. Tapēc var rakstīt

$$E = Hlv:$$

inducetais *el. dz. s.* ir proporcionāls lauka intensitātei un vada kustības ātrumam viņā.

Ši vienkāršā gadījuma aprakstu var attiecināt arī uz komplikētiem gadījumiem. Vispirms, ja vada kustības virziens nav spēka līnijām perpendikulārs, bet veido ar viņām leņķi θ , tad H vietā jāliek $H \cos \theta$, jo tad uz vadu darbojas tikai šī viņa komponente. Otrkārt, ja lauks nav homogēns, tad l , s un t vietā var ņemt tādus viņu lielu-

mus Δl , Δs , Δt , ka lai šinīs dimensijās lauku tomēr par homogenu varetu uzskatīt. Tad visu vadā induceto *el. dz. s.* var dabūt kā šādu elementaru *el. dz. s.* sumu. Vēl precizāki var rīkoties, Δl , Δs un Δt vietā lietojot bezgala mazus viņu elementus, kas diferencialapzīmejumā ir dl , ds un dt . Tad kādā bezgala īsā laika sprīdī dt par ds pārvietotā vada elementā inducētais elementarais *el. dz. s.* ir

$$dE = - \frac{dl \cdot ds \cdot H \cos \theta}{dt}.$$

Visā vadā inducētais šis spēks ir

$$E = - \Sigma H dl \cos \theta \cdot v,$$

jo $v = \frac{ds}{dt}$ ir atkal vada kustības ātrums laukā. Kā redzam, šādā formā inducētais *el. dz. s.* ir dabujams arī vada nevienmērigas kustības gadījumā.

No šiem gadījumiem varam pāriet arī uz tiem, kuŗos vads stāv mierā, bet kur mainas magnetiskā plūsma cauri viņa konturam. $dl \cdot ds$ augšējā izteiksmē ir tas laukums dS , ar kuŗu vads laikā dt ienāk magnetiskā laukā. Tapēc homogēna lauka gadījumā $dS \cdot H \cos \theta$ varam uzskatīt kā magnetiskās plūsmas pieaugumu cauri vada konturam. Bet arī otrādi: ja vada konturs ar laukumu S būtu stāvejis mierā, tad visa viņam cauri ejošā plūsma būtu bijusi $\psi = S H \cos \theta$, un tad $dS \cdot H \cos \theta = d(HS \cos \theta) = d\psi$ būtu inducējošā magnetiskās plūsmas maiņa, un tapēc

$$E = - \frac{d\psi}{dt}.$$

kādā vada kontūrā inducētā *el. dz. s.* skaitlisko vērtību dod cauri viņam ejošās magnetiskās plūsmas maiņa. Liekot ψ vietā N — konturam cauri ejošo līniju skaitu, varam rakstīt

$$E = - \frac{dN}{dt}.$$

Ja E gribam dabūt voltos, tad labā vienādības puse jāreizina ar 10^{-8} (§ 249.) un tad

$$E = - 10^{-8} \frac{dN}{dt} \text{ Volt.}$$

Tāds ir inducētais *el. dz. s.* vienā vadā (lokā). Ja vadam ir vairāki tinumi, kas apņem ārējā lauka plūsmu (spole, solenoids), tad katrā no tiem inducējas savs *el. dz. s.*, kopēc visā vadā viņš ir lielāks. Ja visi tinumi ir vienādi lieli un pavisam viņu ir n , tad

$$E = -10^{-8} \cdot n \frac{dN}{dt} \text{ Volt.}$$

Saprotams, jo lielāks būs E , jo mazākai visā vadā jābūt inducētās strāvas intensitātei.

Interesants ir gadījums, kad inducējošo lauku rada spole, pa kuŗas drāti iet strāva i . Tad šādas spoles iekšienē spēka līniju skaits ir

$$N = 4\pi niS,$$

ja n ir viņas tinumu skaits uz 1 gaŗuma centimetra (§ 245.). Tapēc, mainot i , šādā spolē ielikta otra spolē ar n_1 tinumiem uz centimetra inducējas *el. dz.* spēks, kas proporcionāls abu spoļu tinumu produktam $n_1 n$. Par to būs runa vēlāk (§ 267.).

Ja vadam, kuŗā indukcija rodas, ir pretestība R , tad strāvas intensitāte viņā ir

$$I = -\frac{1}{R} \cdot \frac{dN}{dt}.$$

Tas dod

$$Idt = -\frac{dN}{R}.$$

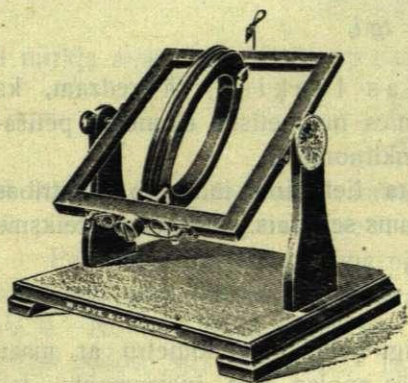
dN ir līniju skaitu pieaugums ap vadu laikā dt . Ja no sākuma ap viņu nekādu līniju nebija (vads atrodas nenoslēgtas ķēdes tuvumā) un indukcijas procesa beigās līniju ir N , tad $N = \int_0^N dN$. Idt ir tas elektrības daudzums, kas vadam iziet cauri laikā dt . Visā indukcijas procesā tad vadā ir pārvietojies elektrības daudzums

$$q = \int Idt = -\frac{N}{R}.$$

Viņu var izmērit, ieslēdzot vadā balistisko galvanometru (§ 252.).

Kā sacitā ilustrāciju un svarīgu pielietojumu apskatīsim instrumentu, ko sauc par Weber'a (ari zemes) induktoru jeb inkli-

nometru. Tas ir rāmis, kuņā ap asi var griezties plata spole ar vairakiem (n) drāts tinumiem (zīm. 208.). Nostādīsim viņu zemes magnetiskā laukā, kuņā intensitates horizontalo komponenti nosauksim ar H tā, lai viņa spoles rotācijas ass būtu vertikala un tās plāksma stāvētu perpendikulari lauka spēka linijam. Tad magnetiskā plūsma cauri viņa spolei būs maksimālā $N_0 = HS$, ja S ir spoles laukums. Kad spole stāvēs tā, ka viņas plāksmas normale ar spēka liniju virzienu veidos leņķi θ , viņai cauri ejošā plūsma būs $N = HS \cos \theta$. Griežot spoli, viņā inducesies *el. dz.* spēks



Zīm. 208.
Inklinometrs.

$$E = -n \frac{dN}{dt} = -nHS \frac{d(\cos \theta)}{dt}.$$

Strāvas intensitate viņā kuņā katru brīdi būs izteikta ar

$$i = \frac{E}{R} = -\frac{nHS}{R} \frac{d(\cos \theta)}{dt},$$

ja R ir viņas drāts pretestība. No ta dabujam

$$i dt = -\frac{HSn}{R} d(\cos \theta).$$

Tas ir laikā dt spoles drāti pārvietotais elektrības daudzums. Ja spoli pagriezīsim no $\theta = 0$ līdz $\theta = \pi$, t. i. par pus apgriezīenu, tad griešanas laikā τ pārvietotais elektrības daudzums būs

$$q = \int_0^{\tau} i dt = \frac{2HnS}{R}.$$

Viņū dabūsim, ja spoli ieslēgsim balistiskā galvanometra ķēdē.

Lielumus q , n , S un H (ar magnetometru) var izteikt absolutās vienībās; tapēc no dabūtās vienadības var atrast R — pretestību — un ari absolutās vienībās. Bet ja R ir zinams, var atrast ari H — zemes magnetiskā lauka intensitates horizontalo komponenti.

Ja spoles rotācijas ass būs horizontala un perpendikulara zemes lauka magnetiskam meridianam, tad viņai griežoties, inducētais būs lauka intensitates vertikālā komponente V . Tad vienam pusapgriezīenam balistiskais galvanometrs dos

$$q_1 = \frac{2 V_n S}{R}.$$

No ta

$$\frac{q_1}{q} = \frac{V}{H} = \operatorname{tg} i,$$

ja i ir domātās vietas inklinācijas leņķis. Tā redzam, ka šāds instruments var būt noderīgs zemes magnetisko elementu pētišanai. No ta arī viņa nosaukums — inklinometrs.

Sakarā ar balistiskā galvanometra lietošanu induceto elektrības daudzumu mērošanai par viņu vēl minams sekošais. Kā rāda izteiksme

$$q = \frac{N}{R},$$

lielakas jūtības sasniegšanai ir izdevīgi ņemt galvanometru ar mazu pretestību R . Bet ja viņš ir grozamās spoles tipa instruments, tad viņa pretestība nedrīkst būt ļoti maza, jo tad viņa svārstību dzišana, kas nāk no intensīvām tā saucamām Foucault-strāvam (§ 268.), ir visai liela un viņš top aperiodisks. Šādu galvanometru kā balistisko var lietot tad, kad q ir liels un kad var ņemt lielu R . Ja, turpreti, q ir mazs, izdevīgi kā balistisko lietot iekārta magneta tipa galvanometru.

§ 266. Pašindukcija. Ekstrā-strāvas. Indukcija kādā vadā ir neatkarīga no ta, kāda iemesla dēļ magnetiskais lauks ap vadu mainas. Vaj šo maiņu rada viens, vaj vairaki, vaj magnetu vaj strāvu lauki, — indukcijas lielums vadā ir viens un tas pats — ja tikai viņas konturam cauri ejošo magnetisko spēka liniju skaita maiņa ir ta pati. Tapēc arī sagaidams, ka kādā vadā rasies indukcijas strāvas arī tad, ja viņa pašā magnetiskais lauks mainīsies, t. i., ja viņā pašā mainīsies strāvas režims. Novērojumi šo slēdzienu apstiprina. Šo indukcijas gadījumu sauc par pašindukciju.

Domasim kādu noslēgtu ķēdi ar *el. dz. s.* E_0 un pretestību R . Tad strāvas intensitate I_0 viņā ir dabujama no Ohm'a likuma $I_0 R = E_0$. Magnetiskā lauka intensitate, resp. spēka liniju skaits ap vadu ir proporcionāls I_0

$$N = L I_0,$$

ja L ir proporcionalitātes faktors. Ja mainas I_0 , tad mainas N , un līdz ar to visos apkārtejos noslēgtos vados, kuņi atrodas N plūsmā, tā tad arī pašā strāvas I_0 vadā inducejas *el. dz. s.* $E_i = - \frac{dN}{dt}$ jeb

$$E_i = - L \frac{dI}{dt}.$$

Tapēc tagad kādā mirkli ķēdes *el. dz. s.* būs ne vairs E_0 , bet gan $E = E_0 + E_i$, t. i.

$$E = E_0 - L \frac{dI}{dt}$$

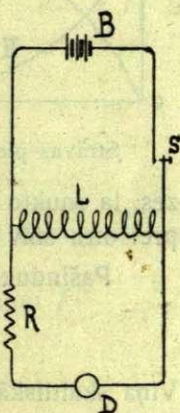
Ši mirkļa strāvas intensitate I būs

$$I = \frac{E_0}{R} - \frac{L}{R} \frac{dI}{dt}$$

Kā redzam, te strāvas režimu katrā brīdī nosaka lielums L . Viņu sauc par pašindukcijas koeficientu.

Pašindukcijai ir liela loma pie strāvas izslēgšanas un ieslēgšanas. Pirmā gadījumā strāvas intensitate, no kāda I_0 sākot, isā laikā nokritas līdz 0. No tam vadā inducejas *el. dz. s.*, kas pēc *Lenz'a* likuma cenšas zūdošo strāvu uzturet. Tapēc te inducetā strāva ir vērsta pašas izslēdzamās strāvas virzienā un ir jo stipraka, jo straujaka ir izslēgšana. Kad pēdējā ir ļoti pēkšņa, inducētais *el. dz. spēks* var kļūt visai liels; tad pie izslēgšanas rodas gaļa dzirkstele. Strāvai ieslēdzoties viņas intensitate arī ļoti isā laikā pieaug no 0 līdz kādam konstantam lielumam I_0 . Ap pašu vadu magnetiskais lauks strauji pieņemas, ka pēc vadā inducejas strāva, kas kavē ieslēdzamās strāvas pieaugšanu; šīs strāvas (inducētais) *el. dz. s.* tā tad vērsts preti baterijas *el. dz. s.* Tā tad strāvu no vada izslēdzot vaj viņu vadā ieslēdzot dabuam indukcijas strāvas. Pēc *F a r a d a y ' a* terminoloģijas viņas sauc par *ekstra-strāvam*.

Ekstra-strāvu lielumu nosaka vada pašindukcijas koeficients. Jo lielaka ir pašindukcija, jo stiprakas ir ekstra-strāvas. Vada pašindukciju savukārt nosaka viņa magnetiskais lauks, resp. ta intensitate, kas rodoties vaj zūdot pašindukciju rada. Tapēc ekstra-strāvas ir lielas tur, kur aši tiek izslēgtas vaj ieslēgtas strāvas ar intensīviem magnetiskiem laukiem. Zīm. 209. rāda schemu, ar kuŗu tas viegli demonstrējams. B ir baterija, L — vads ar lielu pašindukciju, piem., spēcīgs elektromagnets ar daudz tinumiem un dzelzs serdi, s — izslēga. Paraleli elektromagnetam ieslēgta lampa D . Kad s noslēgts, ar reostatu R lampā atzaroto strāvu noregulē tā, lai lampa tikko kvēlotu. Kad nu elektromagneta strāvu pie s aši pārtrauc, lampa uz mirkli gaiši iekvēlas. Šo efektu dod izslēgšanas ekstra-strāva. Viņš ir jo lielaks, jo lielaks ir elektromagnets, jo pēkšņāki strāvu izslēdz un jo intensīvaka ir pati izslēdzamā strāva.



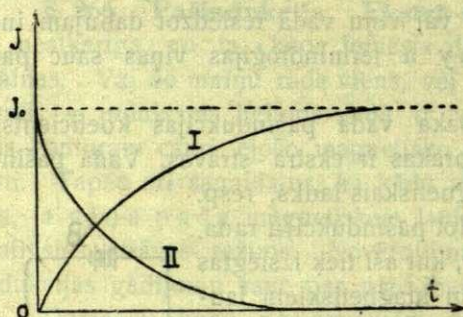
Zīm. 209.
Ekstra-strāva.

Viņš var būt tik liels, ka parastai degšanai nolemtā 120 - voltu lampa var pārdegt. — Lai cik spējams reducētu intensīvu strāvu izslēgšanas dzirksteli, kas bojā izslēgas, strāvu ar reostatu („pielaideju“) iepriekš samazina.

Ekstra-strāvas ir par iemeslu tam, ka strāvu ieslēdzot, viņa savu maksimālo vērtību sasniedz ne tūlī, bet tikai pēc kāda laika; tāpat pie izslēgšanas viņa ne tūlī nokrītas līdz 0. Tas redzams no augšējās vienādības, ja no viņas aprēķina I . Tam nolūkam viņa jāintegrē, un tad dabū

$$I = \frac{E_0}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right),$$

ja e ir naturalo logaritmu bāze. No tā redzam, ka ieslēdzot kādā ķēdē bateriju ar *el. dz.* spēku E_0 , mēs maksimālo strāvas intensitāti $I_0 = \frac{E_0}{R}$ dabūjam ne tūlī, bet gan tikai pamazām. I savai lielākai vērtībai I_0 tuvojas asimptotiski, kā tas rādīts zīm. 210. grafikā (I); $t = \frac{L}{R}$ sekundes pēc ieslēgšanas, strāvas intensitāte ir sasniegusi ap 0,63 no savas maksimālās vērtības. Lieliem elektromagnētiem t var sniegties līdz vairākām sekundēm.



Zīm. 210.

Strāvas pieaugšana un krišana.

Izslēgšanas brīdī, kad $E_0 = 0$, strāvas intensitāte mainas pēc likuma

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}.$$

Ari te strāvas intensitāte samazinas ne pēkšņi, bet pakāpeniski, un vēl straujāki kā pie ieslēgšanas pieaug (II). Laiku $t = \frac{L}{R}$ kuņā intensitāte samazinājusies $\frac{1}{e}$ rei-

zes, ta saukto relaksācijas laiku, nosaka tas, kadā attiecībā viens pret otru stāv vada pašindukcijas koeficients un viņa pretestība.

Pašindukcijas koeficients definējams no vienādības

$$E = -L \frac{di}{dt}.$$

Viņa skaitliskā vērtība ir noteikta ar to *el. dz.* spēku, kuņš rodas vadā, kad viņā strāvas intensitāte vienā laika vienībā samazinas par vienu intensitātes vienību; E un i dimensijas ir

$$[E] = cm^{\frac{3}{2}} gr^{\frac{1}{2}} sec^{-2},$$

$$\left[\frac{i}{t}\right] = cm^{\frac{1}{2}} gr^{\frac{1}{2}} sec^{-2}.$$

Tapēc

$$[L] = cm.$$

pašindukcijas koeficienta dimensija *CGS*-sistemā ir *cm*. Praktiskās vienībās, kad *E* ir 1 volts = 10^8 *E. M. V.*, *i* — 1 ampers = 0,1 *E. M. V.* un *t* — sekunde, pašindukcijas vienība ir «henry»:

$$1 \text{ henry} = \frac{1 \text{ volt}}{1 \text{ amp}} \text{ sec} = 10^9 \text{ cm},$$

kas tā nosaukta amerikāņu fiziķim Henry par godu.

10^9 *cm* ir zemes meridiaņa kvadranta (ceturkšņa) gaļums. Tapēc 1 henri dažreiz sauc arī par „kvadrantu“.

Pašindukcijas koeficienta dimensija rāda, ka viņa skaitlisko vērtību nosaka vada dimensijas. Bet tikai retos gadījumos viņu no šīm pēdejām var aprēķināt. Tā, piem., gaļas spoles (solenoida) gadījumā. Ja μ ir solenoida serdes permeabilitāte, tad viņa iekšienē iet

$$N = \frac{4\pi\mu nSi}{l}$$

spēka līniju, ja *n* ir viņas tinumu skaits. No tā

$$E = -n \frac{dN}{dt} = -\frac{4\pi\mu n^2 S}{l} \cdot \frac{di}{dt},$$

kas dod

$$L = \frac{4\pi\mu n^2 S}{l}.$$

Vienam pašam drāts riņķim ar radiusu *a*

$$L = 4\pi a \left(\lg_n \frac{8a}{\rho} - 1,75 \right),$$

kur ρ ir riņķa drāts radiuss. Pie $a = 10$ *cm*, $\rho = 1$ *mm* = 0,1 *cm* *L* ir ap 680 *cm*.

Taisnam (cilindriskam) vadam ar radiusu ρ un gaļumu *l*

$$L = 2l \left(\lg_n \frac{2l}{\rho} - 0,75 \right).$$

Pārejos gadījumos *L* jāmeklē eksperimentālā ceļā. Kā tas sasniedzams, par to būs stāstīts nāk. §.

Kā būs rādīts § 272., vada pašindukcijas koeficientam ir liela loma maiņstrāvās, tā saucamās induktīvās pretestības parādībās. Tapēc bieži ir vajadzīgs viņu cik spējams reducēt, kā piem., pretestību etalonos, ja tos gribam lietot arī maiņstrāvam. To panāk drīti ar etalonu spolem tinot bifilari — t. i. tā, lai divos blakus gulošos tinumos strāva ietu pretejos virzienos (zīm. 211.). Tādas spoles ir gandrīz brīvas no pašindukcijas un noderīgas arī maiņstrāvam.



Zīm. 211.
Bifilarais tinums.

§ 267. Savstarpejā (mutuelā) indukcija. Indukcijas koeficientu mērošana. Indukcijas parādības pielietojot praksē, vienmēr jā sastopas ar divu konturu abpusejas jeb savstarpejas indukcijas gadījumiem. Domāsim kādu spoli A , pa kuru tek strāva i_1 , un viņas tuvumā otru B ar strāvu i_2 . Abas viņas atrodas viena otras magnetiskā laukā. Ja pirmās spoles strāvas intensitāte mainīsies, mainīsies arī viņu un otro spoli magnetiskais lauks un otrā spolē rāsies inducēta strāva, resp. inducēts *el. dz.* spēks, proporcionāls strāvas i_1 maiņai:

$$E_{12} = - M_{12} \frac{di_1}{dt}.$$

M_{12} te ir proporcionalitātes faktors, ar kuru ir izteikts spoles A ģeometriskais stāvoklis pret spoli B , bet kuŗš ir neatkarīgs no strāvas intensitātes i_1 ; viņu sauc indukcijas koeficientu. Ja mainīsies strāva otrā spolē, mainīsies viņas magnetiskais lauks un līdz ar to spolē A rāsies *el. dz.* spēks

$$E_{21} = - M_{21} \frac{di_2}{dt}.$$

Te M_{21} ir otrs indukcijas koeficients, kuŗš raksturo otrās spoles stāvokli pret pirmo.

Tāda pat savstarpeja indukcija notiks tad, ja strāva plūdis tikai vienā no spolem, piem., tikai spolē A . Ja viņas strāva mainīsies, spolē B inducēsies strāva. Šī strāva nebūs konstanta, bet tikai kā īss strāvas impulss, ar kuru rāsies savs maiņus magnetiskais lauks. Arī līdz spolei A viņš sniegsies, inducēdams tur jaunu strāvu. Arī ta būs abpuseja indukcija. Kā redzams, viņā liela loma ir spoļu stāvoklim vienai pret otru, ko nosaka indukcijas koeficienti M_{12} un M_{21} .

Starp koeficientiem M_{12} un M_{21} ir ļoti vienkāršs sakars: viņi abi ir vienādi

$$M_{12} = M_{21}.$$

Tas redzams sekošā piemērā. Domāsim abas spoles uztītas uz kopejas dzelzs serdes kā zīm. 205. Tad spoles A dotā magnetiskā plūsma visa iet cauri spolei B un otrādi — visa B dotā plūsma iet cauri spolei A . Pirmā ir

$$N_1 = 4 \pi \mu n_1 S i_1,$$

ja spolei A ir n_1 tinumu uz centimetra; otrā

$$N_2 = 4 \pi \mu n_2 S i_2,$$

ja viņas tinumu skaits uz centimetra ir n_2 . Kad pirmā mainas, viņa otrā spolē dod *el. dz.* spēku

$$E_{12} = - 4 \pi \mu n_1 n_2 S \frac{di_1}{dt}.$$

Kad mainas i_2 , pirmā spolē rodas *el. dz.* spēks

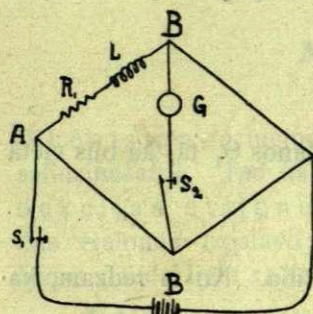
$$E_{21} = - 4 \pi \mu n_2 n_1 S \frac{di_2}{dt}.$$

Tas rāda, ka

$$M_{12} = M_{21} = M = 4 \pi \mu n_1 n_2 S.$$

Tā tas ir ne tikai šinī speciālā gadījumā, kad magnetisko plūsmu kopīgums abam spoļem ir acimredzams, bet arī vispārīgi: savstarpejā indukcija ir atkarīga tikai no abu konturu ģeometriskā stāvokļa. Tāpēc abi indukcijas koeficienti ir vienādi vienmēr. Aiz ša iemesla M sauc par savstarpejās indukcijas koeficientu. Kā viegli saprast, arī viņš mērojams centimetros (absolutās vienībās) un henros (praktiskās vienībās).

No daudzajām metodēm, kuļas lieto koeficientu M un L eksperimentālai atrašanai, atzīmesim tikai principiēlās. Zīm. 212. rāda R a y l e i g h'a metodes



pašindukcijas mērošanai. Pētamo vadu, piem., spoli L ieslēdz W h e a t s t o n e' a tiltā zarā AB . Noslēdzot s_1 , pārejo zaru pretestības maina tā, lai tiltā izslēgu s_2 nospiežot galvanometrs nekādas strāvas nerādītu. Turot nu s_2 cieti, s_1 pēkšņi izslēdz; tad izslēgšanas brīdī spolē L rodas ekstrastāva ar inducētu potenciālu diferenci

Zīm. 212.
Pašindukcijas atrašana.

$$E = - L \frac{di}{dt}$$

zara AB galos. No šīs pēdejās daļa kE ($k < 1$) radīs tiltā strāvu i' , ar intensitāti

$$i' = \frac{kE}{R} = \frac{kL}{R} \cdot \frac{di}{dt}$$

(pēc absolutās vērtības), ja R ir galvanometra, resp. tilta pretestība. No ta

$$i' dt = \frac{kL}{R} di.$$

di ir strāvas maiņa laikā dt ; visā indukcijas procesā, kuŗa ilgumu apzīmēsim ar τ , strāva mainas no savas agrākās vērtības i_0 līdz 0. Ta pēc pa visu strāvas maiņas laiku galvanometram ir izgājis cauri

$$q = \int_0^\tau i' dt = \frac{kL}{R} i_0$$

elektrības. Ja galvanometrs ir balistisks, tad viņa rādītāja maksimālais novērsiens ir Θ_0 , un tad

$$q = \frac{kLi_0}{R} = \frac{T}{2\pi s} \Theta_0 \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right) \text{ (skat. § 252.)}$$

t. i.

$$L = \frac{T}{2\pi} \cdot \frac{R}{ki_0 s} \cdot \Theta_0 \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right).$$

k mēs nezinām; arī R un s ne visai precīzi ir atrodami. Tapēc viņu vietā atrod visa otrā faktora $K = \frac{R}{ki_0 s}$ skaitlisko vērtību un sekošā kārtā. Noslēdzot s_2 un s_1 , pašindukcijai L seriĵā pieslēdz mazu (ap 0.01 Ω) pretestību R_1 . No tam i_0 gandrīz nemaz nemainīsies, bet zara AB galos ar to rasies potenciālu diference $i_0 R_1$. Daļa no viņas ($ki_0 R_1$) dos tiltā strāvu

$$i'' = \frac{ki_0 R_1}{R},$$

kas dos konstantu galvanometra rādītāja novēršanos Θ_1 tā, ka būs vietā

$$i'' = \frac{ki_0 R_1}{R} = g \Theta_1,$$

ja g ir galvanometra parastā (ne balistiskā) jūtība. No ta redzam, ka

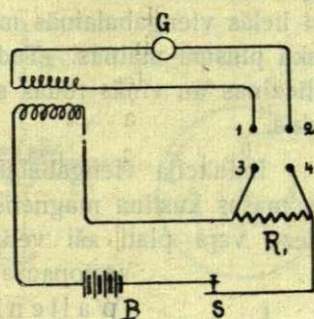
$$K = \frac{R_1}{\Theta_1};$$

tapēc

$$L = \frac{TR_1}{2\pi \Theta_1} \Theta_0 \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right).$$

Tā novērojot θ_0 — balistisko, un θ_1 — konstanto galvanometra novēršanos, tad atrodot logaritmisko dekrementu λ un zinot galvanometra periodu T , dabū ieslēgtās spoles pašindukcijas koeficientu L .

Līdzīgu metodi var lietot arī divu spoļu savstarpējās indukcijas koeficienta M atrašanai. Zīm. 213. tas attēlots schematiciski. Viena spole ieslēgta baterijas B , izslēgšanas un mazas regulējamās pretestības R_1 , otra balistiska galvanometra G ķēdē. Kad 1 un 2 ir metaliski savienoti, tad baterijas ķēdē strāvu i_0 ieslēdzot vaj izslēdzot, galvanometra ķēdē dabūjam elektrības impulsu



Zīm. 213.
Indukciju salīdzināšana.

$$q = M \frac{i_0}{R} = \frac{T}{2\pi s} \theta_0 \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right).$$

$\frac{R}{i_0 s}$ te izslēdzam tāpat kā iepriekšējā gadījumā, ņemot palīgā mazu pretestību R_1 . Savienojot 1 ar 3 un 2 ar 4, galvanometra ķēdes galos dabūjam atzartotu potenciālu diferenci $i_0 R_1$ un strāvu

$$i' = \frac{i_0 R_1}{R} = g \theta_1,$$

kur θ_1 ir atkal galvanometra konstanta novēršanās. No tā nāk

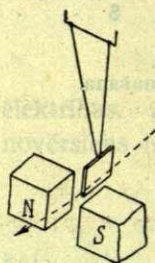
$$M = \frac{R_1 T}{2\pi \theta_1} \theta_0 \left(1 + \frac{\lambda}{2}\right).$$

Wheatstone'a metodi var lietot arī divu pašindukcijas koeficientu salīdzināšanai. Tad kā vienu no tām var ņemt kādu zinamu pašindukcijas etalonu, ar noteiktu koeficientu, piem., 1 henri. Tādus etalonus izgatavo; taisa arī etalonus ar mainamu pašindukciju. Viņus daudz lieto radiotelegrafijā.

§ 268. Foucault strāvas. Arago eksperiments. Par indukcijas strāvam runājot, mēs parasti viņas domājam lineāros vados — drātīs. Bet viegli ir saprast, ka vispārīgi vada formai uz pašu indukcijas procesu nekāda iespaids nav. Indukcijas *el. dz.* spēki, resp. potenciālu differences rodas visā apkārtņē ap maiņus magnetisko plūs-

mu. Ja ap šo plūsmu pagadas vāda drāts, šīs potenciālu diferences viņā izlīdzinās, un tā drāti rodas indukcijas strāva. Bet tas var notikt arī lielās viengabalainās metala masās, ja viņām cauri ejošā magnetiskā plūsma mainās. Tad arī viņās inducētās potenciālu diferences izlīdzinās un viņās rodas strāvas. Novērojumi šo slēdzienu arī apstiprina.

Indukcija viengabalainās metaliskās masās labi novērojama, ja šīs masas kustina magnetiskā laukā tā, ka viņās šķērta spēka līnijas. Biezu vaļa plati aši velkot caur stipra elektromagneta polu starpu, sastopam ļoti ievērojamu pretestību. Zīm. 214. rāda (Waltenhofen'a) pendeli no biezas vaļa plates. Pendelis viegli un ilgi šūpojas starp elektromagneta poliem, kad strāvas elektromagneta spolēs nav, bet tiklīdz magnetu ierosina, pendelis, nonācis līdz polu starpai, viņā apstājas, itkā būtu iegājis ļoti viskozā šķidrumā, kam liela pretestība. Tas izskaidrojams ar tām strāvam, kuņas inducejas vaļa platē, viņai magnetiskā laukā ienākot, resp. no viņa izejot, un kuņas pēc Lenz'a likuma darbojas preti inducejošai darbībai, t. i. pretojas pendeļa kustībai. Tas viegli pārskatams lietojot Fleming'a labās rokas likumu.



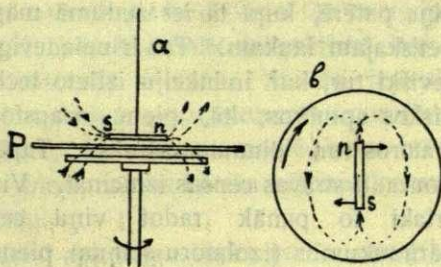
Zīm. 214.
Waltenhofen'a
pendelis.

Šis eksperimenta tālākais izveidojums ir biezas vaļa ripas griešana starp spēcīga elektromagneta poliem: griešana ir ļoti apgrūtināta, kad elektromagnetu ierosina. Ja ripu uzstiprina uz maza motora ass, viņš visai aši griežas, kad magnetiskā lauka starp elektromagneta poliem nav, bet gandrīz pavisam apstājas, kad strāvu elektromagnetā ieslēdz. Pie tam ripa stipri sasilst, kas liecina, ka viņā tiešam plūst strāva (džoula siltums).

Šis plašās metālu masās rodošās indukcijas strāvas pirmais sistematiski pētītājs Foucault; tapēc tās bieži sauc viņa vārdā par Foucault strāvam.

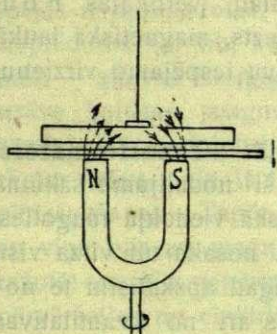
Ar Foucault strāvam izskaidrojama arī parādība, kuņu jau 100 gadu atpakaļ pirmais novēroja Arago: ja zem diegā iekārtas magnetadatas griež horizontālu metāla ripu, adata sāk viņai griezties līdz. Ja ripu griež uz otru pusi, adata arī griežas otrādi. Tas nebeidzas arī tad, ja starp adatu un ripu noliek kāda nemagnetiska materiāla, piem., stikla plati P , (zīm. 215.), kas aiztur ripai griežoties radītos gaisa virpuļus. Arago domāja te atradis jaunu parādību — „rotācijas magnetismu“. Bet jau Faraday's parādija, ka tās cēlonis ir tās indukcijas strāvas, kuņas rodas ripā, viņai adatas

magnetiskā laukā griežoties. Tas viegli saprotams skatoties zīm. 215., kur ar *a* attēlota eksperimenta schema no sāniem un ar *b* — no augšas skatoties. Adatas ziemeļgalā magnetiskās spēka līnijas iet ripai cauri no augšas uz leju, dienvidgalā no lejas uz augšu. Ja ripa griežas bultas virzienā, pēc Fleming'a labās rokas likuma viņā rodas no ziemeļiem uz dienvidiem vērsta strāva, kuŗa adatu noliec ripas griešanās virzienā. Ja ripas griešanās virziens mainas, mainas arī inducētās strāvas virziens un adata novēršas uz otru pusi.



Zīm. 215.
Arago eksperiments.

Šo eksperimentu var apvērst: var diegā iekārt ripu un zem viņas griezt magnētu (zīm. 216.). Tad arī ripa sāk griezties magnetam līdz, kā to prasa Fleming'a likums.



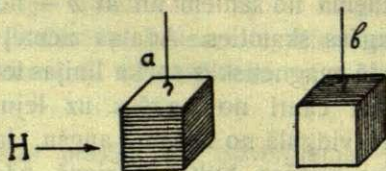
Zīm. 216.

Foucault strāvas izlieto daudzos instrumentos, kuŗos ir svārstīties spējīgas metaliskas daļas un kuŗu ilgas svārstības ir nevēlamas. Tā, piem., ja uz asuma uzstiprināta vaj tievā diegā iekārta magnētdāta pārāk ilgi svārstas ap savu meridiana virzienu, viņu nomierina, tuvinot tai kādu metala (vaŗa) gabalu: šinī gabalā inducētās strāvas adatas šūpošanos aptur. Tanī pašā nolūkā iekārto magnētu galvanometros magnetisko sistemu rīko kāda nemagnetiska metala, piem., vaŗa iedobumā. Ārejs magnetiskais lauks līdz sistemai sniegsies ne-

traucēts, bet magnetam šūpojoties vaŗa masās inducētās Foucault strāvas viņu asi nomierina. Tādu pat labumu šīs strāvas nes iekārto spoļu instrumentos: spoļi starp galvanometra magnēta poliēm šūpojoties, viņā (ja viņa noslēgta) inducējas strāvas, kas šūpošanos aptur. Tāpēc šādi instrumenti parasti ir aperiodiski, t. i. viņu kustīgā sistēma atgriežas līdzsvara pozīcijā bez svārstīšanās ap viņu.

Bet Foucault strāvas ir arī kaitīgas. Viņas rodas visur, kur vien kādas metala masas ir kādā inducējošā magnetiskā laukā. Iedamas pa metālu, viņas sastop pretestību, kapēc savā ceļā tās attīsta džoula

siltumu un metālu sasilda. Šī sasilšana var būt ļoti stipra un tapēc daudzreiz bīstama. Arī daudz enerģijas viņa patērē, kuŗa tā iet zudumā magnetiskajam laukam. Tas ir neizdevīgi, sevišķi tur, kur indukciju izlieto tehniskos apmēros, kā, piem., transformatoros un dinamomašīnās. Tapēc Foucault strāvas cenšas iznīcināt. Visērtāki to panāk radot viņu ceļā pārtraukumus (izolatoru slāņus), piem., lietojamās metālu masas (serdes)



Zīm. 217.
Foucault strāvas.

ņemot ne viengabalainas, bet saliktas no atsevišķām izoletām drātim vaj metāla platem. Ta ilustrācijai noder sekošais eksperiments. Zīm. 217. redzams diegā iekārts kubs, kas salikts no izoletām vaŗa platem (kvadrātiem ar parafinetu papīru starpā). Ja kubu iekāŗ starp magneta poliem tā, kā rādīts zīm. 217., *b* — ar viņa platem magnetiskam laukam *H* perpendikulari, un tad grieŗ ap iekāŗuma diegu, plātēs rodas magnetiskam laukam perpendikularas strāvas (Fleming'a likums), kapēc kubs apstājas; arī siltums viņā rodas. Ja, turpreti, viņu iekāŗ tā, kā zīm. 217., *a* — ar platem horizontāli, vertikālās Foucault strāvas rasties nevar un kubs, reiz iegriezts, magnetiskā laukā grieŗas ilgu laiku. Tā zinot Foucault strāvu iespējamo virzienu, ar izolatora starpslāņiem var viņas iznīcināt.

§ 269. Enerģijas pārvērtības indukcijā. Transformators. Elektromagnetiskās enerģijas inerce. Jau šī nodalījuma sākumā indukcijas parādības bija aprakstītas no enerģētiskā viedokļa raugoties. Tāpat kā visur citur fizikā, arī indukcijā visu nosaka un virza visu apņemošais enerģijas neiznīcības princips. Tagad apskatīsim te notiekošās enerģijas maiņas, resp. transformācijas arī no kvantitatīvas puses.

Tāpat kā elektriskā laukā, arī katrā magnetiskā lauka tilpumā, piem., katrā tā kub. centimetrā ir noteikts enerģijas daudzums, resp. blīvums ar skaitlisko vērtību

$$W = \frac{1}{8\pi} \mu H^2,$$

ja *H* ir lauka intensitāte un μ magnetiskā permeabilitāte domātā vietā. Tā tas ir kā permanento magnetu, tā arī strāvas magnetiskā laukā. Elektriskie lādiņi, pārvietodamies eterī, kopā ar savu elektrisko spēka līniju sistemu rada viņā īpatnejas deformācijas — virpuļus, tāpat kā pa ūdeni aŗi vilkts ŷaburains spieķis rada ūdens virpuļus. Tam

japatērē zināms enerģijas daudzums, jo katra deformācija prasa darbu, kas kā deformācijas (virpuļu) enerģija paliek magnetiskā laukā. Tapēc lādiņu plūsmas, t. i. elektriskās strāvas rašanās brīdī daļa tās enerģijas kā elektriskā enerģija tai iet zudumā, pārvēršdamās magnetiskā lauka enerģijā, un jo lielākā mērā, jo intensīvāks ir lauks. Aiz šā iemesla strāva ne uz reizi sasniedz savu maksimālo (stacionāro) intensitāti, bet gan tikai pamazām. Tapēc sakot, ka strāvas noslēgšanas brīdī vadā inducējas (ieslēgšanas) ekstra-strāva, mums kā tās cēlonis jādama enerģijas aizplūdums no strāvas vada.

Strāvai vadā izbeidzoties, pazūd arī viņas lauks un tā enerģija. Līdz ar to vadā rodas intensīva izslēgšanas ekstra-strāva, kas iet izslēdzamās strāvas virzienā, kapēc pēdejās intensitāte un enerģija izslēgšanas brīdī ir lielāka kā stacionāri plūstot pirms izslēgšanas. Nav grūti iedomāties, ka šis enerģijas pieplūdums var celties tikai no tās enerģijas, kas kā magnetiskā enerģija agrāki bija uzkrāta stacionārās strāvas laukā. Strāvai beidzoties tā sanāk atpakaļ vadā, dodot sāku intensīvai elektrības plūsmai — ekstra-strāvai. Tā redzam, ka strāvai vadā ieslēdzoties, daļa tās enerģijas aiziet apkārtejā telpā, pārvēršoties magnetiskā lauka enerģijā. Bet tā kā katras baterijas darba spējas ir aprobežotas, tad pāriet zināms laiks, iekams šis enerģijas aizplūdums var tikt kompensēts. Tapēc ieslēgšanas brīdī — uz īsu brīdī — strāvas enerģija samazinas — vadā „rodas“ ekstra-strāva. Kad strāva beidzas, magnetiskā laukā uzkrātā enerģija nāk vadā atpakaļ, kapēc strāvas intensitāte un viņas enerģija pieaug — atkal rodas ekstra-strāva. Un tā tas ir vienmēr, pie katras strāvas ieslēgšanas un pārtraukšanas. Tapēc, ja strāva būs raustīta, raustīts (pulsejošs) ap viņu būs arī magnetiskais lauks; līdz ar to strāvas nestā (baterijas ražotā) enerģija nepārtraukti pendelēs starp strāvu un magnetisko lauku, pārvēršoties no elektriskās magnetiskā un otrādi. Kā visur, tā arī te šo pārvēršanos kontrolē enerģijas neiznīcības likums.

Ekstra - strāvu ilgums parasti ir ļoti mazs. Bet cik īss viņš arī nebūtu, zināmu laiku viņš tomēr velkas, un jo ilgāki, jo intensīvāks ir strāvas magnetiskais lauks, resp. pati strāva. Tas rāda, ka elektromagnetiskās enerģijas plūšana no vada laukā un no lauka vadā prasa zināmu laiku, kurš ir jo lielāks, jo lielāka pati enerģijas plūsma. Tā enerģija ir itkā inerta. Bet to pašu mēs izteicām ar pašindukcijas jēdzienu. Tapēc sagaidāms, ka starp magnetiskā lauka enerģijas pārveidošanos, resp. daudzumu un vada pašindukcijas koeficientu būs noteikts sakars. To tagad apskatīsim.

Strāvai iesākoties, vadā inducējas baterijas *el. dz.* spēkam preti vērstā *el. dz.* spēks

$$E = L \frac{di}{dt}.$$

Ta pārvarešanai ļoti īsā laikā sprīdī dt strāvai būs japatērē enerģija

$$w = Eiddt = Lidi$$

un visā strāvas pieaugšanas laikā enerģija

$$W = L \int i \frac{di}{dt} = \frac{1}{2} Li^2. *)$$

Tas, acimredzot, ir magnetiskā laukā pārgājušās enerģijas daudzums. Tā tad

$$W = \frac{1}{2} Li^2$$

ir magnetiskā lauka enerģija ap vadu, kurā tek strāva i un kuŗa paš-indukcijas koeficients ir L .

Šo elektromagnetiskās enerģijas plūsmas izteiksmi ir interesanti salīdzināt ar materijas plūsmas, resp. rotācijas aprakstu. Ja plūsmas, piem., šķidrums ātrums ir v un masa M , resp. ω un I , tad kinētiskā enerģija ir

$$W = \frac{1}{2} Mv^2, \text{ resp. } \frac{1}{2} I\omega^2.$$

Bet arī i — strāvas intensitāte — ir proporcionāla elektrības un līdz ar to elektriskās enerģijas ātrumam. Tapēc neviļus rodas iespaids, ka arī elektromagnetiskā enerģija ir „inerta“, ka L ir šīs inerces mērs — viņas „masa“ un ka augšējā izteiksme ir viņas „kinētiskās enerģijas“ lielums.

Mēs aizietu par tāļu, ja starp enerģijas un materijas plūsmu mekletu ne tikai āreju, formelu, bet arī līdzību pēc būtības. Minesim tik, ka teoretiskā fizikā ar viņu rēķinas kā faktu. Tāpat arī eksperimenti uz to norāda, kā to redzesim, kad būs runa par to, ka elektromagnetisks lauks (gaisma), sastapis savā izplatīšanās ceļā šķērslī, spiež uz viņu mehāniski (gaismas spiediens). Ari pašā pēdējā šīs grāmatas nodaļā (III sējumā, par relativitāti) par to būs runa sakarā ar gravitācijas problēmu. Tagad ta vietā ņemsim elektromagnetiskās enerģijas aprēķināšanai piemēru: pa $l = 11 \text{ cm}$ gaŗu drāts spoli, (sole-

*) Tas dabujams arī vienkāršāki. di ir strāvas intensitātes maiņa. Sākumā strāvas intensitāte ir 0, pieaugšanas procesa beigās i ; tapēc par strāvas intensitātes mēru pa visu mainīšanās laiku var ņemt videjo lielumu $\frac{0+i}{2} = \frac{i}{2}$. No ta tad teksta formula.

noidu) ar $n = 100$ tinumiem, radiusu $r = 3 \text{ cm}$ tek strāva $i = 5 \text{ amp}$. Kāda ir spoles magnetiskā enerģija?

Spoles pašindukcijas koeficients ir ($\mu = 1$)

$$L = \frac{4\pi^2 n^2 r^2}{l} = \frac{4,9,9 \cdot 10^4 \cdot 9}{11} \text{ cm} = 324000 \text{ cm} = 0,000324 \text{ henri.}$$

$i = 5 \text{ amp} = 0,5 \text{ E M V}$. Tapēc visa enerģija

$$W = \frac{1}{2} Li^2 = \frac{1}{2} \cdot 0,25 \cdot 324 \cdot 10^3 = 40500 \text{ ergu} = 0,00405 \text{ džoula.}$$

Ja spolē būtu dzelzs serde, lielais vairums šīs enerģijas būtu viņā koncentrēts.

Strāvai izslēdzoties, viņas magnetiskā laukā ielikta enerģija vadā atpakaļ atnāk visa tikai tad, ja tās tuvumā nav nekādu citu vadu. Ja tādi ir, viņos inducējas strāvas un ekvivalents daudzums inducējošā lauka enerģijas iet zudumā. Tad arī izslēgšanas ekstra-strāva ir vājaka. Šajos gadījumos elektromagnetiskās enerģijas plūšanu nosaka ne tikai paša strāvas vada pašindukcijas koeficients, bet arī visu citu viņas tuvumā (ar viņu magnetiski „saistīto”) vadu pašindukcijas un savstarpejās indukcijas koeficienti.

Visvienkāršākais gadījums te ir zīm. 205. attēlotais noslēgtais dzelzs gredzens, kam uztītas divi spoles. Ja pirmā no tām — pirmā rā spolē — noslēdz kādu strāvu $i_1 = \frac{E_1}{R_1}$, kur E_1 ir ņemtās baterijas *el. dz.* spēks un R_1 — spoles pretestība, tad daļa viņas enerģijas (otra daļa pazūd džoula siltumā) $\frac{1}{2} i_1^2 L_1$ pāriet dzelzs serdē kā magnetiskā lauka plūsma (enerģija). Iedama cauri otrās — sekundārās spoles tinumam, šī plūsma tur inducē strāvu i_2 , kāpēc pati viņa paliek vājaka. Lai viņu atkal kompensētu, primarai strāvai būs jazaudē vēl daļa no savas enerģijas. Bet galu galā, kad primārā strāva būs kļuvusi stacionāra, ar intensitāti i_1 , sekundārā spolē nekādas strāvas vairs nebūs un visā dzelzs serdē uzkrātā magnetiskā enerģija būs atkal $\frac{1}{2} L_1 i_1^2$.

Nu izslēgsim primāro strāvu. Tad dzelzs serdē uzkrātā enerģija nāks no viņas ārā, bet tikai viena tās daļa atnāks primārā spolē atpakaļ. Otrā daļa ies sekundārā spolē, radot tur indukcijas strāvu. Tā primāro strāvu vienreiz noslēdzot un atveļot, no viņas uz sekundāro pāriet divi strāvas, resp. enerģijas plūdumi: vienreiz pie noslēgšanas, otrreiz pie strāvas pārtraukšanas. Ja noslēgšanu un atvērsanu primārā spolē turpināsim nepārtraukti, no viņas uz otro ies nepārtraukta enerģijas plūsma. Šis plūsmas nesejs-vidutājs ir spoļu elektromagnetiskais lauks.

Patiesībā gan te notiekošā enerģiju apmaiņa starp spolem ir savstarpeja un tapēc daudz komplicetaka nekā nupat stāstīts. Kad sekundārā spolē inducejās strāvas, tās pirmā spolē savukārt inducē jauras, tās atkal dod sekundārā savas u. t. t. Otrkārt, kā vienā tā otrā spolē, bet sevišķi pirmā, rodas elektriskas oscillācijas, par kuřām būs runa § 277. Viss tas rada ļoti sarežģītas attiecības starp spoļu strāvam un *el. dz.* spēkiem. Tapēc te pietiks, ja tikai pierakstīsim teorijas dotos rezultatus. Ja primārā spolē plūst konstanta strāva $i_0 = \frac{E_1}{R_1}$, tad viņu izslēdzot primārā spolē dabujam režīmu

$$i_1 = i_0 e^{-at},$$

sekundārā

$$i_2 = \frac{M}{L_2} i_0 (1 - e^{-at}).$$

Te $a = \frac{L_2 R_1}{L_1 L_2 - M^2}$, L_1 , L_2 primārās un sekundārās spoles pašindukciju koeficienti, M — viņu savstarpejās indukcijas koeficients.

Sekundārās spoles uzņemtā enerģija tur iekustina noteiktu elektrības daudzumu, radot indukcijas strāvu. Šis daudzums ir viens un tas pats, vaj indukcija rodas primāro spoli noslēdzot, vaj atverot; to prasa enerģijas neiznīcības likums. Bet atkarībā no spoles pretestības, indukcijas ilguma, tinumu skaita u. c. faktoriem, inducetā strāva var būt vaj nu ar lielu intensitāti i_2 un mazu (spraugumu) *el. dz.* spēku E_2 , vaj ar mazu intensitāti un lielu E_2 . Kā bija rādīts § 265., spolē inducetais *el. dz. sp.* ir proporcionāls viņas tinumu skaita kvadrātam. Tapēc, ja sekundārai spolei ir daudz tinumu, indukcijas procesā primārās spoles dotais enerģijas impulss dos augstu potenciālu diferenci viņas drāts galos, ja viņa būs nenoslēgta. Ja turpreti daudz tinumu būs primārai un maz sekundārai spolei, pēdejā inducesies intensīvas strāvas; bet vienmēr būs vietā enerģijas neiznīcības likums. Tā šāda divu spoļu sistēma uz kopīgas dzelzs serdes, ja pa vienu laiž r a u s t i t u strāvu, (vaj arī maiņstrāvu, skat. § 275.), var noderēt kā t r a n s f o r m a t o r s.

Praktiski svarīgs ir jautājums par sekundārā spolē inducetā *el. dz.* spēka E_2 lielumu, kad viņas drāts gali nav kopā. Tad visa primārās spoles dotā enerģija $\frac{1}{2} L_1 I_1^2$, pāriet sekundārās potenciālā ener-

ģijā, kuŗas lielums ir $\frac{1}{2} C_2 E_2^2$, ja C_2 ir viņas kapacitāte (tāda ir katram konduktoram, skat. § 205.). Tapēc

$$\frac{1}{2} L_1 I_1^2 = \frac{1}{2} C_2 E_2^2,$$

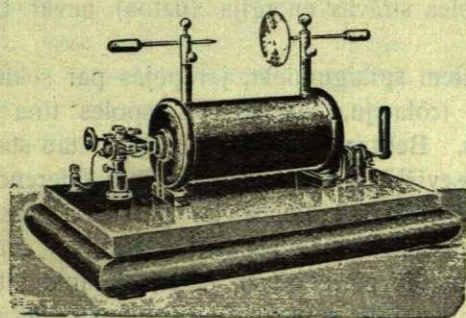
no kurienes

$$E_2 = I_1 \sqrt{\frac{L_1}{C_2}}.$$

Tas — maksimālais spraigums sekundārās spoles galos. Patiesībā viņš ir mazāks, jo ne visa primārās spoles dotā enerģija pāriet otrā spolē; viena daļa iet zudumā (Foucault strāvas, etc.).

§ 270. Induktors. Pēdejos §§ apskatītām indukcijas parādībām liela loma ir plaši lietotā induktorā. Induktors, viņa pirmajam konstruktoram par godu saukts arī Ruhmkorfa spole jeb aparāts, — arī par indukcijas spoli saukts, savā būtībā nav nekas cits kā pag. § aprakstītais transformators. Tapēc arī viss tur teiktais tieši attiecināms uz viņu. Un ja mēs te viņu apskatām savrūp, tad tas notiek tās viņa lielās lomas dēļ, kuŗa tam piekrīt zinātniskās laboratorijās un teknikā.

Zīm. 218. rāda neliela induktora ārēju izskatu, zīm. 219. viņa



Zīm. 218.
Induktors.

schēmu. S nozīmē vienu spoli, kas uztīta uz otras P . P sauc primāro, S — sekundāro spoli. Primārās spoles serde D taisīta no mikstas dzelzs izoletām drātim — lai paralizētu Foucault strāvu iespaidu (§268.). Primārās spoles tinumus laiž raustītu strāvu. To sasniedz vaj nu ar § 262. jau aprakstīto elektromagnētisko vai citu

kādu pārtrauceju. Zīm. 219. viņš apzīmēts ar A, B . Tad katrs strāvas noslēgums un pārtraukums primārā spolē dod inducētu strāvas, resp. *el. dz.* spēka impulsu sekundārā.

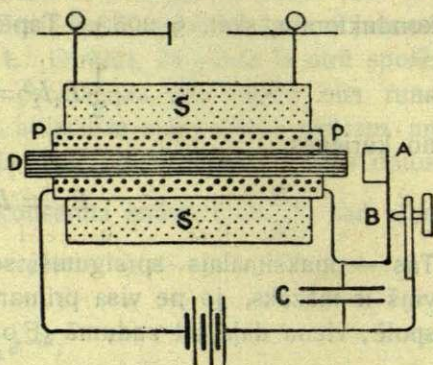
Inducētās strāvas, resp. sekundārās spoles drāts galu potenciālu diferences lielumu, kā nupat redzējam, nosaka vairāki faktori. Vispirms sekundārās un primārās spoļu tinumu skaitu attiecība, tad prima-

rās strāvas intensitate un viņas maiņas straujums. Pie pietiekoši liela sekundārās spoles tinumu skaita viņas galos inducetā potenciālu diference var būt tik liela, ka starp tiem (induktora poliem) rodas gaŗas dzirksteles. Tā induktors var nodert augsta potenciāla radiŗanai (transformeŗanai). Tādam nolūkam galvenā kārtā viņu arī lieto.

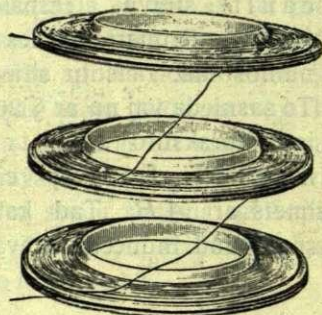
Kā viegli saprast, primārās spoles tinumam jābūt no resnas drāts, lai cauri tam varētu laist intensīvu strāvu ar lielu enerģiju. Tapēc tinumu nedrīkst būt daudz. Sekundārās spoles tinumu skaitam, turpreti, jābūt lielam. Lai tas induktoru nepadarītu ļoti smagu, drāts jāņem tieva (parasti 0.2 mm. caurmērā). Lielos induktoros sekundāro tinumu skaits sniedzas vairākos desmitstokšos, kam līdzīgi viss sekundārās drāts tinums sasniedz vairākus desmitus un pat simtus kilometrus gaŗumā. Ar tādiem dabūjamās dzirksteles pāri par 1 metru gaŗas; te attiecīgās potenciālu diferences jau sniedzas vairākos simtos tūkstoŗos voltu. Saprotams, ar viņām dabūto strāvu intensitātes ir attiecīgi mazas, jo arī te sekundārās spoles strāvas enerģija (uatos) nevar būt lielāka par primārās enerģiju.

Taisot induktorus tik augstiem spraigumiem, jā rūpejas par sekundārās spoles tinumu attiecīgu izolāciju. Agrāk šīs spoles tīna kā parastās spoles tin: kārtu uz kārtas. Bet tas ir ļoti neizdevīgi, jo tad starp atseviŗķiem slāņiem potenciālu diferences var būt tik lielas, ka parastā izolācija vairs neiztur. Tāpat ja tinumu drāts kaut kā pāriet puŗu, ta izlaboŗanai jātin vaļā v i s a spole. Tas ir neparocīgi un tapēc tagad sekundārās spoles tin sekcijām, kā rādīts zīm. 220. Tad starp atseviŗķām sekcijām pāraŗ lielas potenciālu diferences nekur nav un izolācija nemātajas; arī katra sekcija te atseviŗķi pieietama un izpētama.

Induktorus ar dzirksteles gaŗumu (ŗo gaŗumu ir pieņemts uzskatīt kā induktora raksturīgu pazīmi) pāri par 5 cm.



Zīm. 219.
Induktora schema.

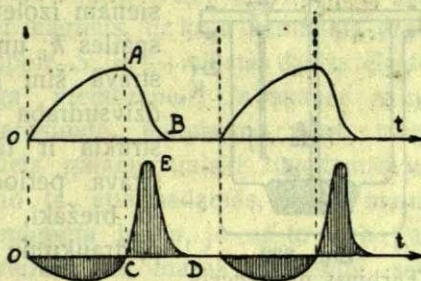


Zīm. 220.
Induktora sekcijas.

montē uz kastes, kuņā iebūvēts kondensators; schemā 219. viņš apzīmēts ar C . Viņu taisa no staniola lapam, starp kuņām liek labi parafinetu papīru. Lapas savieno paraleli un pievieno primārās strāvas pārtraukuma vietai. Tam ir divejāda nozīme. Vispirms kondensators reducē izslēgšanas ekstra-strāvas potenciālu diferenci un jo vairāk, jo lielāka viņa kapacitāte. Tas samazina izslēgšanas dzirksteles un viņai vienmēr sekojošā loka gaļumu un saīsina pašu pārtraukuma procesu, no kam indukcijas efekts pieaug. Otrkārt, kā par to sīkaki būs runa nāk. nodalījumā, kā primārā, tā sekundārā spolē strāvai izslēdzoties un noslēdzoties rodas elektriskas oscillācijas (§ 278.). Ari viņas dod savu daļu sekundārā spolē inducētā *el. dz.* spēka lieluma noteikšanā. Bet nu kāda kontura elektriskās oscillācijas vislielākā mērā ir no viņa kapacitātes atkarīgas. Tapēc ari induktoram pievienotam kondensatoram ir svarīga loma viņa spoļu savstarpejās indukcijas regulēšanā. Un tiešam — novērojumi rāda, ka induktors vislabi strādā tad, kad viņa kondensators nav ne par mazu, ne par lielu.

Sekundārā induktora spolē inducejas ne viena virziena strāvas, bet šurpu-turpu šaudīgi impulsi. Primarai strāvai noslēdzoties impulsi iet uz vienu, strāvai izslēdzoties — uz otru pusi. Bet kā jau minēts § 266., indukcijas efekts ir spēcīgāks otrā, vājāks pirmā gadījumā; tapēc izslēgšanas impulsi sekundārā spolē ir intensīvāki kā ieslēgšanas impulsi. Tas labi redzams zīm.

221., kuņš dod primārās un sekundārās strāvas attiecību grafiku. Horizontalā ass ir laiku t , vertikālā — strāvu I , resp. inducēto *el. dz.* spēku ass. Primarai strāvai noslēdzoties (no O uz A), sekundārā spolē dabūjam nelielu negatīvu maksimumu OC . Kad nākošā brīdī primārā strāva aši izslēdzas (kritiens AB), sekundārā parādas krasi norobežots un spēcīgs maksimums CED . No ta viegli saprast, ka kaut gan induktora polu potenciāli pastāvīgi mainīsies, tomēr vienam no viņiem visu laiku potenciāls būs lielāks kā otram: viens no tiem būs itkā pozitīvs, otrs negatīvs. Līdz tam, ja viņus savienosim ar vadu, strāva, kaut gan pastāvīgi šaudīdamās, tomēr visā visumā ies vienā virzienā.



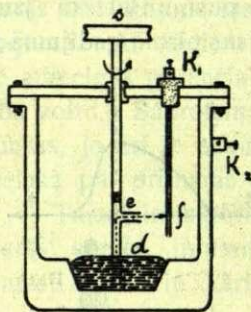
Zīm. 221.
Inducētās strāvas grafika.

Ši grafika māca ari vēl ko citu. Krasie un stiprie indukcijas maksimumi sekundārā spolē var rasties tikai tad, ja primārā strāva paspēj pieaugt līdz savam maksimumam un nokrist līdz minimumam

Gulbis, Fizika II.

(0). Bet tas var notikt tikai tad, ja strāvas pārtraukumi neseko pārāk ātri viens otrām, jo kā strāvas pieaugšana, tā izzušana prasa zinamu laiku — atkarībā no primārās spoles pašindukcijas lieluma. No ta spriežam, ka pārāk bieži strāvas pārtraukumi induktora darbībai būs kaitīgi. Novērojumi to arī apstiprina: ir zinams pārtraukumu skaits (optimums) — atkarībā no primārās spoles pašindukcijas — pie kura induktors strādā vislabāki.

Kā jau minēts, elektromagnetiskais pārtraucejs intensīvām strāvam ir nederīgs; tapēc lielos induktoros lieto citus. Te apskatīsim divus no tiem. Zīm. 222. rāda tā sauktā dzīvsudraba turbinas pārtrauceju. Tas ir čuguna stiprs trauks, kuŗa hermetiski uzstiprinātam vākam cauri izlaista vertikāla ass sd ; ar motora palīdzību viņu var arī griezt. Ass lejās gals iziet caurulē, kuŗai sānos piestiprināta otra e . Trauka ieliktā dibenā ir dzīvsudrabs tādā daudzumā, ka ass gals viņā pilnīgi iegrimst. Ja asi ar skrituļa s palīdzību ātri griež, caurulē de esošais gaiss centrifugāli tiek sviests no e projam, kapēc tur paliek retināta telpa un dzīvsudrabs dodas no d augšup uz e . Nonācis tur, viņš strūkļas veidā



Zīm. 222.

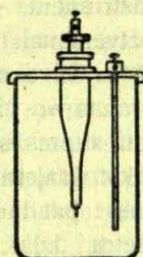
Turbinas pārtraucejs.

skrien no e projam, atsitās pret trauka sienām un tad nāk viņa dibenā atpakaļ. Tā izdabotā ass darbojas kā turbīna. f ir no trauka vāka un sienām izolets metāla stienis vaj plate. Ja tagad spāiles k_1 un k_2 savieno ar baterijas poliēm, tad strāva šīnī ķēdē plūst tikai tajos brīžos, kad dzīvsudraba strūkļa e atsitās pret stieni, jo strūkļa ir tās noslēdzeja. Tā asij griežoties, strāva periodiski noslēdzas un pārtraucas un jo biežāki, jo ātrāki ass griežas. Ar to arī pārtraukumu skaits plašās robežās ir mainams.

Patiesībā gan stienī f vietā asi apņēm zobains čuguna gredzens, tā nostādīts, ka dzīvsudraba strūkļa vienu brīdi trāpa zobu, otru brīdi izskrien zobu starpai cauri. Tad pārtraukumu skaits ir arī no zobu daudzuma atkarīgs. Lai dzīvsudrabs, strāvai ar dzirksteli pārtraucoties, neoksidētos, čuguna trauku (kas hermetiski noslēgts) piepilda ar deggāzi vai kādu šķidrumu (spirtu).

Bieži lieto tā saukto elektrolītisko jeb Wehnelt'a pārtrauceju (zīm. 223.). Nelielā stikla traukā ar apm. 30% sērskābes šķīdumu ūdenī ielaisti divi elektrodi: svina plate un porcelāna caurulei cauri izlaista drāts ar platīna galu. Porcelāna caurules lejas gala kanāls šauri apņēm platīna drāti, kas tikai ar mazu gabaliņu (1–3 mm) rēgojas no viņas ārā. Strāvai no platīna gala uz sērskābi pārejot

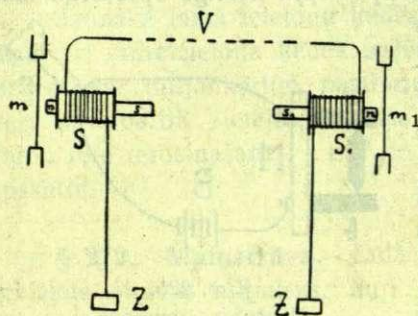
te attistas daudz džoula siltuma, kapēc šķidums te pārvēršas tvaikā. Šis tvaiks kā maisiņš apņem drāts galu un, slikts elektrības vaditajs būdams, strāvu pārtrauc. Bet līdz ar to pārtraukšanas ekstra - strāvas potenciālu diference top tik liela, ka tvaika maisiņš sabrūk — izklist uz visām pusēm. Ar to kontakts atjaunojas, strāva atkal noslēdzas un spēle sākas no gala. Kā viegli saprotams, lai šāds pārtraucejs labi strādātu, vajadzīga pietiekoši liela pašindukcija pārtraucamās strāvas ķēdē. Kondensators, turpreti, ir pavisam nevajadzīgs. Ar labu elektrolītisko pārtrauceju var sasniegt no 200—2000 pārtraukumu sekundē. Pārtraukumu skaitu maina ar porcelāna caurules augšgalā ierīkotas skrūves palīdzību, regulejot platina drāts gala gaļumu sērskābē.



Zīm. 223.
Wehnelt'a pārtraucejs.

§ 271. Telefons. Mikrofons. Blakus telegrafam, telefons ir viens no vizizplatitakiem un vērtīgākajiem satiksmes līdzekļiem. Viņš jau tiktāl kļuvis par modernās dzīves daļu, ka pat grūti iedomāties šo dzīvi bez viņa. Tapēc te īsumā apskatīsim tos principus, uz kuriem dibināta viņa konstrukcija.

Telefona ideja, kuņas autors ir Graham Bell's (1876.), ir ļoti vienkārša; viņu ilustrē zīm. 224. ns ir magnets, uz kuņa uzmaukta drāts



Zīm. 224.
Telefona princips.

spole S ; m — mīksta dzelzs elastīga membrana. Ja skaņas viļņa ierosināta, membrana vibrē, magneta galam ritmiski tuvodamās un no tā attālinadamās, viņa maina magneta lauku, jo ar to viņa gan vairāk, gan mazāk koncentrē sevī lauka spēka līnijas. Ta sekas ir magnetiskā lauka intensitātes maiņa pašā magnetā, kapēc spolē S inducējas strāvas. Jo straujāki vibrē membrana magneta galā, jo lielāka ir indukcija un intensīvāka spoles strāva.

Šo strāvu pa vadu V un zemi Z ievada otra magneta spolē S_1 . Magneta $n_1 s_1$ laukum viņa liks mainīties tādā pat kārtā un ritmā, kā mainās magneta ns lauks un šī magneta galā novietotai mīksta dzelzs membrānai m_1 vibret tāpat, kā vibrē membrana m . Tā m_1 visos sīkumos sekos membranas m vibrācijām, dodot to pašu skaņu, kāda ir par iemeslu m vibrēšanai. Un arī otrādi: katrai mem-

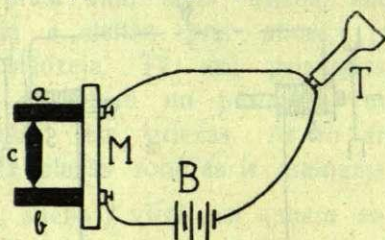
branas m_1 vibrācijai taktā atbildēs membranas m vibrācija. Tā šāds instruments — telefons var noderēt skaņas signālu raidīšanai un uztveršanai.

Cilveka parastā stipruma balsis var radīt tikai ļoti niecīgas membranas m vibrācijas. Mikroskopiski viņas vērojot ir atrasts, ka pat ļoti stipras skaņas dod svārstības amplitudes ne lielākas par milimetra tūkstošdaļām, vājas skaņas daudz mazākas. Gan toties jūtīga ir mūsu auss: pat tādas vibrācijas, kuņu amplitūde nepārsniedz miljonās milimetra daļas, viņa pilnīgi brīvi uztver. Tapēc membranas m vibrācijas spolē S var radīt tikai niecīgas indukcijas strāvas. Un ja nu šim vēl jāiet tāļš gabals pa vadu drātīm līdz spolei S_1 , tad viņu iespaids uz magnētu n_1s_1 ir vēl niecīgāks un līdz ar to membranas m_1 vibrācijas tik vājas, ka pat mūsu jūtīgā auss viņas vairs neuztver. Tapēc telefonešanai uz lielākiem atstātumiem telefons kā raidītājs ir maz noderīgs; viņa vietā lieto citu — mikrofonu.

Mikrofona princips arī ir vienkāršs. Viņā izlietots Hughes'a novērojums (1878.), ka ta pretestība, ar kuņu strāvai ceļā stājas vaļīgs kontakts, ir atkarīga no tā, cik cieši kopā abi vadi kontakta vietā ir saspiesti. Tas labi novērojams, ja baterijas polus savieno ar diviem loka lampas ogle gabaliem, pāri kuņiem vaj starp kuņiem nolikta trešā ogle: mazākais spiediens uz pēdejo rada ievērojami lielas strāvas intensitātes maiņas, kuņas novērojamas, ķēdē ieslēdzot galvanometru. Šāds kontakts ir tik jūtīgs, ka pat skaņu viļņu niecīgā spiediena tam pietiek. Zīm. 225. viņš redzams ieslēgts baterijas B un telefona T ķēdē.

Kad kāda satricinājuma dēļ ogle c ar saviem asiem galiem ciešāk piespiežas oglem a vaj b , strāvas intensitāte pieaug. Līdzī tam telefona magneta spolē strāva top stiprāka, kapēc magneta lauks mainas (top stiprāks vaj vājāks — atkarībā no strāvas virziena); mainas arī dzelzs membranas stāvoklis attiecībā pret magnētu.

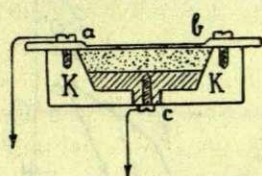
Kad satricinājums izzūd, kontakts starp c un a un c un b top atkal vaļīgs, strāva atslābst, līdzī kam arī telefona membrana atgriežas savā agrākā stāvoklī. Ja šādu satricinājumu būs vairāki, katrs no tiem dos savu telefona membranas izkustešanos, kuņas sekas būs — skaņa. Ja satricinājumi būs ritmiski, ja, piem., ogļu kontaktiem pāri ies skaņas viļņi, ritmiski un taktā ar tiem vibres telefona membrana: telefonā mēs dzirdesim mikrofonā M ierunāto skaņu.



Zīm. 225.

Mikrofona princips.

Kā redzam, mikrofonam, salīdzinot ar telefonu, kā raidišanas instrumentam ir lielas priekšrocības: ar viņu tiek sūtītas ne tās niecīgās indukcijas strāvas, kuņas rodas telefona membrānai magneta galā



Zīm. 226.

Graudu mikrofons.

mikroskopiski vibrojot, bet spēcīgas baterijas B strāvas. Pēdējās vēl pastripina, ņemot ne vienu vien, bet vairākus paraleli saslēgtus mikrofonus. Tādus dabū, pieberot starpu starp divam ogļu, resp. ogles un metala plātem ar ogļu graudiem. Tad katra divu graudu un graudu un plātes saskaršanās vieta ir vaļīgs kontakts, kapēc šādam instrumentam

cauri var iet ievērojamas strāvas. Šāda mikrofonu sistema redzama zīm. 226. KK ir koka gredzens, kuņa augšējo galu aizsedz plāna metala plate ab , apakšējo — ogles plate c . Starpa starp viņām piebērtā ar ogļu graudiem. Kad plati ab trāpa skaņas viļņi, kontakts graudu saskaršanās vietās mainas, kam līdzī mainas mikroфона pretestība.

Lai telefona strāvai būtu jo mazāka pretestība ceļā, mikroфона strāvu nelaiž vis uz telefonu tieši, bet maza transformatora (induktora) primārā tinumā. Sekundarai transformatora spolei ir vairāku tinumu; ar to mikroфона strāva tiek transformēta uz augstāku spraigumu (saprotams, ar attiecīgi mazāku intensitāti), kapēc arī viņa sastop mazāku pretestību (skat. § 275.).

Jaunākā laikā telefonu ķēdēs, kuņas domātas plašām auditorijām, tāpat arī radiotelefona ķēdēs ieslēdz sevišķas ietaises, ar kuņām viņu strāvas var miljonkārtīgi pastiprināt. Šīs ietaises savā būtībā ir relé, kuņi laiž darbā vietejās, lokalās baterijas. Mikroфона sūtītā strāva kalpo relé ierosināšanai. Par to vēl runāsim radiotelefona principu apskatot.

§ 272. Maiņstrāva. Līdz šim mēs indukciju domājam kā atsevišķus strāvas impulsus, kuņi rodas ap maiņus-magnetisku lauku. Tagad apskatīsim tuvāk to praktiski svarīgo gadījumu, kad šie impulsi sakārtojas noteiktā virknē — maiņstrāvā.

Domāsim zīm. 227. attēloto drāts četrstūrains cilpu $abcd$, kas var griezties ap horizontālu asi OO' homogēnā magnetiskā laukā H . Katru brīdi viņas konturam cauri iet noteikta magnetiska plūsma. Cilpai griežoties šī plūsma periodiski mainas: vislielākā viņa ir tad, kad cilpas plāksma stāv spēka linijām tieši (perpendikulāri) preti $\psi = HS$, ja S ir cilpas laukums. Kad cilpas plāksma sakrīt ar spēka liniju virzienu, magnetiskā plūsma tai cauri ir 0. Pēc tam

viņa atkal pieņemas, sasniedzot maksimumu, kad cilpa otrreiz stāv vertikāli, bet nu ta iet tai cauri no otras puses. Tapēc, ja pirmo reizi viņas maksimums bija ψ_0 , tad tagad viņš ir $-\psi_0$. Tālāk griežoties, cilpas plāksma atkal kļūst horizontāla, plūsma viņai cauri samazinās līdz 0, tad atkal pieņemas, sasniedzot sākuma vērtību ψ_0 , kad cilpa atgriežas savā izejas (vertikalā) stāvoklī. No ta redzam, ka plūsmas lielumu cauri konturam nosaka tas, kā viņa sastop ta plāksmu. Ja Θ ir leņķis starp viņu un plāksmas normali N , tad katrā brīdī

$$\psi = \psi_0 \cos \Theta.$$

Ar to tad pilnīgi ir aprakstīta ψ maiņa cilpai rotejojot. Vēl labāki tas iznāk, ja rotāciju domā vienmērīgu (nepārtrauktu). Tad, ja t ir laiks, ω — rotācijas leņķa ātrums

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

Zīm. 227.
Maiņstrāva.

un T — rotācijas periods, var rakstīt $\Theta = \omega t$ un tad

$$\psi = \psi_0 \cos \omega t = \psi_0 \cos \frac{2\pi}{T} t.$$

No šīs izteiksmes redzam, ka katru apgriezīgu var iedalīt četros posmos — perioda ceturkšņos. Pirmā posmā, kad t mainās no $t = 0$ līdz

$t = \frac{T}{4}$ ($0 \leq \Theta \leq \frac{\pi}{2}$), ψ samazinās no ψ_0 līdz 0. Otrā ceturksnī, no

$t = \frac{T}{4}$ līdz $t = \frac{T}{2}$, kad $\frac{\pi}{2} \leq \Theta \leq \pi$, plūsma ψ top negatīva un ceturkšņā

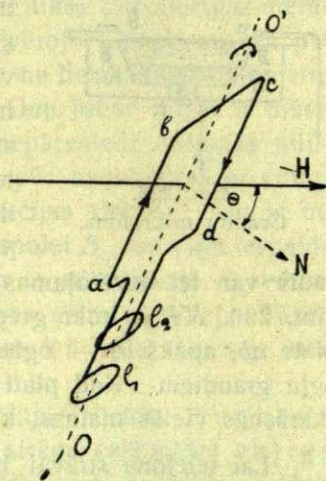
beigās sasniedz maksimālo negatīvo vērtību $-\psi_0$. Pēc tam trešā ceturksnī, no

$\frac{T}{2}$ līdz $\frac{3}{2}T$, kad $\pi \leq \Theta \leq \frac{3}{2}\pi$, ψ pieaug līdz 0, lai tad pie $t = T$ sa-

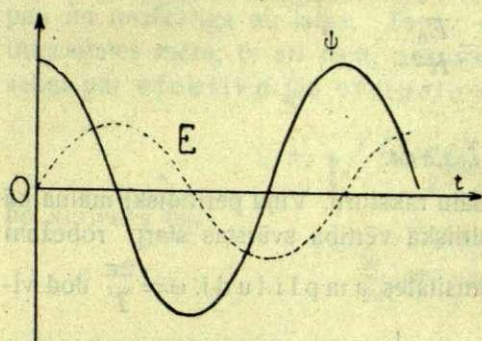
sniegtu atkal agrāko vērtību ψ_0 . Pēc tam viss iesākas atkal no gala.

Tā cilpai vienreiz apgriežoties, magnetiskā plūsma cauri viņai noslēdz noteiktu ciklu ar amplitūdi $\pm \psi_0$. Zīm. 228. rāda viņas grafiku: ta ir tīra veida sinusoida.

Bet nu maiņus-magnetiskā plūsma cilpas dratī inducē elektrodziņņa spēkus, kas savukārt rada strāvas. Atkarībā no plūsmas virziena, viņi iet vienā, vaj otrā virzienā; tapēc plūsmai periodiski



mainoties, arī inducēto *el. dz.* spēku virziens cilpā mainas



Zīm. 228.

Plūsmas periodiskā maiņa.

spēks kādā kontūrā (§ 265.) ir

$$E = - \frac{d\psi}{dt}$$

Liekot $\psi = \psi_0 \cos \omega t$, mūsu gadījumam atrodam

$$E = \omega \psi_0 \sin \omega t = E_0 \sin \omega t,$$

ja ar $E_0 = \omega \psi_0$ apzīmē maksimālo *el. dz.* spēku cilpas drātī. Kā redzam, arī *el. dz.* spēks mainas ar to pašu periodu kā magnetiskā plūsma viņas kontūrā. Pirmā perioda ceturksnī E pieaug no 0 līdz E_0 , otrā atkal samazinās līdz 0, tad trešā paliek negatīvs, sasniedzot negatīvu maksimumu $-E_0$, un tad pēdējā ceturksnī atkal pieaug līdz 0. Arī viņa grafika redzama zīm. 228. Bet starp magnetisko plūsmu un *el. dz.* spēku ir noteikta fāzu starpība: E savu maksimumu sasniedz ne reizē ar ψ , bet veselu perioda ceturksnī vēlāk. Tā rāda arī viņu izteiksmes, jo E var rakstīt

$$E = E_0 \sin \frac{2\pi}{T} t = E_0 \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{T}{4} \right);$$

E savus maksimumus, resp. minimumus sasniedz tikai $\frac{T}{4}$ sek. pēc tam, kad viņi ir bijuši plūsmai ψ .

Pietaisot cilpas galiem kontakta gredzenus e_1 e_2 (zīm. 227.), var no viņiem dabūt inducēto strāvu. Viņas intensitāte i būs atkarīga no cilpas un ārējās ķēdes pretestības R un inducētā *el. dz.* spēka:

$$i = \frac{E}{R} = \frac{E_0}{R} \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

Ja liek

$$i_0 = \frac{E_0}{R},$$

tad to var uzrakstīt

$$i = i_0 \sin \omega t.$$

Ta ir mainstrāva ar sinusoidālu raksturu. Viņa periodiski maina kā virzienu, tā intensitāti, kuņas skaitliskā vērtība svārstas starp robežām $\pm i_0$. Tapēc i_0 var saukt par intensitātes amplitūdi. $\omega = \frac{2\pi}{T}$ dod viņas maiņu skaitu 2π sekundēs; $\nu = \frac{1}{T}$ ir maiņu jeb ciklu skaits vienā sekundē. Šim strāvam ir liela nozīme teknikā, jo viņas ir vieglāki radamas un pārveidojamas, nekā līdzstrāvas. Gan dažās vietās viņas pēdejās aizvietnot nevar, piem., elektromagnetu ierosināšanā, elektrolizē u. c. Bet visur tur, kur modernā dzīve elektrisko enerģiju visvairāk patērē — motoru dzišanai un apgaismošanai, viņas ir tikpat noderīgas, un pat vēl noderīgākas, kā līdzstrāvas.

Izteiksmes

$$E = E_0 \sin \omega t$$

$$i = i_0 \sin \omega t$$

dod *el. dz.* spēku un strāvas intensitāti maiņstrāvas ķēdē kā E_0 un i_0 maksimālo vērtību frakcijas tikai kādam noteiktam mirklim t . Praksē, turpreti, mērot ir parocīgi tikai vīdejos šos lielumus, kuņi no laika ir neatkarīgi. Šādu vīdejo lielumu definīciju dabū ņemot palīgā sinusoidāli maiņus-lielumu īpašību, ka divu vīņu skaitlisko vērtību kvadrātu suma (ja fāzu starpība starp tām ir $\frac{T}{4}$), ir vienmēr viena un ta pati. Tas redzams no sekošā. Ja

$$i_1 = i_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$$

un

$$i_2 = i_0 \sin \frac{2\pi}{T} \left(t_1 + \frac{T}{4} \right) = -i_0 \cos \frac{2\pi}{T} t_1$$

ir divas strāvas intensitātes, kuņas laika ziņā atšķiņas viena no otras par $\frac{T}{4}$, tad no ta nāk:

$$i_1^2 + i_2^2 = i_0^2 \left(\sin^2 \frac{2\pi}{T} t + \cos^2 \frac{2\pi}{T} t \right) = i_0^2.$$

Tā tad: kādi arī nebijuši i_1 un i_2 , viņu kvadrātu summa ir viena un ta pati un neatkarīga no laika. Tapēc viņu var ņemt par maiņstrāvas intensitātes mēru; to arī dara, nosaucot tās aritmetiskā videjā kvadratsakni par efektīvo jeb virtuālo strāvas intensitāti:

$$i_{ef} = \sqrt{\frac{i_1^2 + i_2^2}{2}} = \frac{i_0}{\sqrt{2}},$$

no kurienes tad

$$\frac{i_{ef}}{i_0} = \frac{1}{\sqrt{2}};$$

par maiņstrāvas intensitātes mēru ņem $\frac{1}{\sqrt{2}}$ no viņas maksimālās vērtības — resp. amplitudes. Tāpat rīkojas arī E mērojot:

$$E_{ef} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}.$$

Maiņstrāvai, tāpat kā līdzstrāvai, piemīt zināma (elektriska) enerģija; viņas lielumu nosaka produkts

$$W = iE.$$

Kādam mirklim t tas būs

$$W = i_0 E_0 \sin^2 \omega t.$$

Bet arī te vairāk no svara ir zināt strāvas enerģiju neatkarīgi no laika, t. i. ne tikai kādā noteiktā mirklī, bet pa veselu laika sprīdi, piem., vienu periodu. To panāk, ņemot augšējās izteiksmes vidējo vērtību. Lielumam $\sin^2 \alpha$ viņa ir $\frac{1}{2}$, neatkarīgi no α . Tapēc videjā maiņstrāvas enerģija ir

$$W = \frac{1}{2} i_0 E_0 = \frac{i_0 E_0}{\sqrt{2} \sqrt{2}},$$

ko var uzrakstīt

$$W = i_{ef} E_{ef}.$$

Tālāk par to būs runa nāk. §.

§ 273. Pašindukcija un kapacitāte maiņstrāvas ķēdē. Ciešais paralēlisms starp strāvas intensitāti un viņas *el. dz.* spēku maiņstrāvas ķēdē, kā par to bija runa pag. §, tāds ir tikai tad, kad ķēdei nav nekādas pašindukcijas. Preteībā gadījumā strāvas intensitāte seko

el. dz. spēkam ne tūliņ, bet ar zinamu nokavešanos: starp viņiem rodas fazu starpība jeb, kā vienkārši saka, „faze“. Tas arī saprotams, jo maiņstrāva kā indukcijas strāva pastāvīgi ir saistīta ar apkārtejā magnetiskā lauka maiņam, bet pēdejšais, kā redzējam § 269., vienmēr ir vairāk vaj mazāk inerts. Strāvai vadā mainoties, viņā rodas ekstrastrāvas un jo intensīvākas, jo lielāka ir vada pašindukcija. Šo strāvu pārvarešanai vajadzīgs zinams laiks; *el. dz.* spēks, turpreti, mainas viegli un tapēc aizsteidzas strāvai priekšā.

Nosauksim ar R ķēdes pretestību, ar L viņas pašindukcijas koeficientu. Ja viņai kādu brīdi pieliekam *el. dz.* spēku E , tad tas sadalās divās daļās: viena iR iet omiskās pretestības R pārvarešanai, otra $L \frac{di}{dt}$ vērsas pret vadā induceto ekstra-strāvu. Tapēc

$$E = iR - L \frac{di}{dt}$$

Maiņstrāvas ķēdē tas ir

$$E_0 \sin \omega t = iR - L \frac{di}{dt}$$

Šis gadījums kļūst ļoti vienkāršs, ja ķēdes pretestība R ir tāda, ka iR , salīdzinot ar pārējiem vienādības locekļiem, nekrit svarā. Tad

$$di = -\frac{E_0}{L} \sin \omega t \cdot dt,$$

no kurienes, integrējot,

$$i = \frac{E_0}{\omega L} \cos \omega t.$$

Ja $\frac{E_0}{\omega L}$ apzīmē ar i_0 , tad

$$i = i_0 \cos \omega t$$

un tad ωL var pielīdzināt pretestībai, kuŗu vads stāda preti maiņstrāvai. Kā redzam, ta nav parastā veida pretestība, bet atkaras no pašindukcijas un strāvas frekvences. Viņu sauc par induktīvo pretestību, arī induktanci.

Augšējā izteiksmē var no *cos* pāriet uz *sin*; tad

$$i = i_0 \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \frac{\pi}{2} \right),$$

jeb vispārīgi

$$i = i_0 \sin(\omega t - \varphi).$$

No ta redzam, ka starp strāvas intensitati i un viņas *el. dz.* spēku ir radusies fazu starpība ar „fazu konstanti“ φ (I, § 40).

Vispārīgā gadījumā jāņem vērā arī ķēdes omiskā pretestība R . Schematiski šāds gadījums attēlots zīm. 229.; viņam šī § sākumā uzrakstītā vienādība pēc integrēšanas dod

$$i = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \sin(\omega t - \varphi),$$

kur

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}.$$

Apzīmejot

$$i_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}},$$

redzam, ka te vada pretestība ir

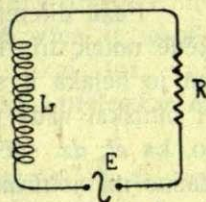
$$R_\omega = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$$

t. i. kā omiskās un induktīvās pretestību suma. R_ω sauc par reaktanci. Tā tad ne omiskā pretestība maiņstrāvas ķēdē ir strāvas režīma noteicējs, bet gan reaktance.

Reaktances lielo lomu ilustrē sekošs eksperiments. Ja drāts spoļi ieslēdz rindā ar elektrisku lampu parasto (60) ciklu maiņstrāvas ķēdē, lampa kvēlo ar zinamu gaišumu. Bet ja spoles vidū ieliek dzelzs stieni, lampa sāk kvēlot vājāki. Kad stieni izņem, viņa atgūst atkal pilnu gaišumu. Ta iemesls — ķēdes reaktances pieaugšana, jo stienis spoles serdē stipri paaugstina tās pašindukcijas koeficientu. Tā maiņstrāvas gadījumā vada pretestība vienmēr ir lielāka par pretestību līdzstrāvai. Ar to ir saprotams, kāpēc pretestību etalonus (§ 266.), kuri nodomāti maiņstrāvai, spoles tin bifilari (zīm. 211.). — Ar citiem reaktances gadījumiem mēs iepazīsimies vēlāk (§ 278.).

Kā sacītā ilustrāciju ņemsim sek. skaitlisko piemēru. Maiņstrāvas ķēdē ar periodu $T = 0,02 \text{ sec}$, tā tad frekvenci $\nu = \frac{1}{0,02} = 50$, un omisko pretestību $R = 1 \Omega$ ieslēgta spoļe ar pašindukcijas koeficientu $L = 0,01 \text{ henri} = 10 \text{ milihenri}$. Ja R ir omos, tad L jābūt ar henri mērotam, tapēc ķēdes reaktance ir

$$R_\omega = \sqrt{1 + 0,0001,4\pi^2,50^2} = 3,3,$$



Zīm. 229.
Pašindukcija
maiņstrāvā.

t. i. viņas pretestība ir 3,3 reizes lielāka kā līdzstrāvas gadījumā. Tā tad pie 50 cikliem 1 henri ir ekvivalents 330 omiem.

Fazu diferenci starp strāvu un viņas *el. dz.* spēku maiņstrāvas ķēdē noteic trīs lielumi: L , ω un R . Jo lielāka ir vada pašindukcija un jo lielāka ir strāvas frekvence, jo „faze“ ir lielāka; pretejs iespaids ir omiskai vada pretestībai. No tā redzam, ka mainot R , var sasniegt to, ka *el. dz.* spēka un strāvas intensitātes fāzes sakrīt. To izlieto dažos maiņstrāvas mērošanas instrumentos.

No fazu diferences atkarīgas arī strāvas enerģija; tapēc viņas skaitliskā vērtība vispārīgā gadījumā ir citāda kā pag. § rādīts. Rakstot

$$E = E_0 \sin \omega t$$

$$i = i_0 \sin (\omega t - \varphi),$$

dabūjam

$$\begin{aligned} W &= Ei = E_0 i_0 \sin \omega t \sin (\omega t - \varphi) \\ &= E_0 i_0 \sin \omega t [\sin \omega t \cos \varphi - \sin \varphi \cos \omega t] = \\ &= E_0 i_0 \sin^2 \omega t \cos \varphi - \frac{1}{2} E_0 i_0 \sin 2\omega t \sin \varphi. \end{aligned}$$

Pa viena perioda laiku izteiksmes $\sin^2 \omega t$ vidējais lielums ir $\frac{1}{2}$, vidējais $\sin 2\omega t = 0$. Tapēc

$$W = \frac{1}{2} E_0 i_0 \cos \varphi$$

maiņstrāvas enerģija ir atkarīga no tā, kādās fāzēs viens pret otru stāv viņas *el. dz.* spēks un intensitāte. Lielumu $\cos \varphi$ sauc par fazu faktoru. Viņu aprēķinām no augšā dotā *tg* φ kā

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}}$$

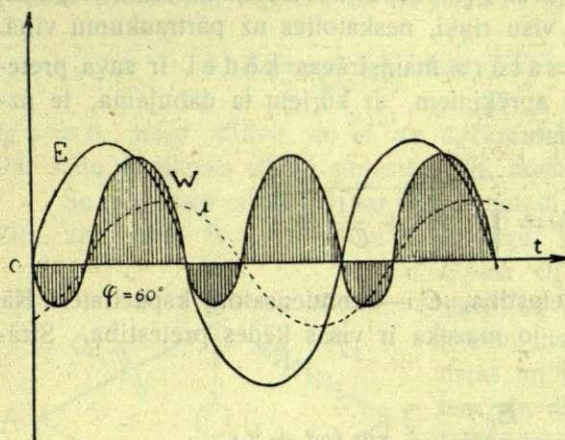
Augšējā skaitliskā piemērā ar $R = 1 \Omega$, $L = 0,01$ henri, $\omega = 2\pi \cdot 50$

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + 0,0001 \cdot 4\pi^2 \cdot 2500}} = 0,285.$$

Zīm. 230. rāda strāvas intensitātes (i), *el. dz.* spēka (E) un enerģijas (W) grafikas pie $\varphi = 60^\circ$.

Interesants ir gadījums, kad $\varphi = \frac{\pi}{2}$ un $\cos \varphi = 0$; tad $W = 0$

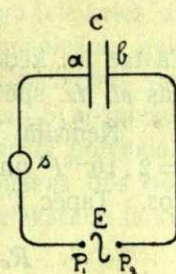
un zīm. 230. sastrīpotie laukumi kā uz augšu, tā uz leju ir vienādi. Šādu strāvu sauc par bez uatu strāvu. Acimredzot viņa ir iespējama tikai tur, kur omiskā pretestība R ir 0.



Zīm. 230.
Maiņstrāvas enerģija.

Interesanta ir arī maiņstrāvas ķēde, kuŗā ieslēgta kapacitāte. Tāds gadījums ir iespējams, un ar to maiņstrāva atšķiras no līdzstrāvas. Zīm. 231. acb ir kondensators, E — baterija, s — elektriska lampa. Līdz-

strāvas gadījumā šāda lampa, saprotams, nedegtu, jo viņas ķēdē starp a, b ir pārtraukums. Bet ja E ir maiņstrāvas avots, lampa deg un pie tam vēl stipri gaiši. Lai te notiekošo izprastu, sekosim baterijas pola P_1 un līdz ar viņu klājuma a elektriskam stāvoklim, iesākot ar momentu, kad P_1 potenciāls ir 0 un tad sāk pieaugt pozitīvi. Tad pirmā perioda ceturksnī baterija sūtīs pozitīvus lādiņus uz a (resp. sūks no viņa negativos), viņu lādejot pozitīvi. Šie lādiņi ies cauri lampai s , dodot strāvu ar noteiktu videju enerģiju un dżoula siltumu, un lampa kvēlos. Pirmā ceturkšņa beigās, kad a būs sasniedzis savu maksimālo pozitīvo potenciālu, lādiņu pieplūdums viņam apstāsies un lampa nodzīsīs. Bet tānī pat laikā P_1 potenciāls sāks samazināties uz 0, kapēc no a cauri lampai s iesāksies lādiņu atplūdums; tas lampā dos agrakajam virzienam preteju strāvu, un lampa kvēlos no jauna. Ar trešā ceturkšņa sākumu a būs kļuvis atkal neitrals, bet nu P_1 sūtīs viņā negativus lādiņus. Iedami cauri lampai, viņi tai liks atkal kvēlot. Kad a trešā ceturkšņa beigās sasniegs negatīvā potenciāla maksimumu, kvēle lampā izbeigsies, bet rasies atkal no jauna, kad ar ceturto perioda ceturksnī no a sāksies negatīvo lādiņu atplūdums. Tā elektriskie lādiņi, šurpu-turpu pa vadu P_1sa periodiski šaudidamies, resp. kondensatora klājumu a lādedami un izlādedami, dos viņā strāvu. Bet tāpat, tikai ar preteju fazi, šaudīsies lādiņi arī



Zīm. 231.
Maiņstrāva ar kapacitāti.

vadā P_2b : kad kreisā pusē negativie ies no P_1 uz a , labā pusē viņi tādā pat daudzumā ies no b uz P_2 . Tapēc novērotajam rasies iespaids, ka maiņstrāva cirkulē pa visu riņķi, neskatoties uz pārtraukumu viņā.

Ari šādai kondensatora maiņstrāvas ķēdei ir sava pretestība. Paejot gaļam tiem aprēķiniem, ar kuriem ta dabujama, te uzrakstisim tikai gala rezultatu:

$$R_c = \sqrt{R^2 + \frac{1}{C^2\omega^2}},$$

ja R ir ķēdes omiskā pretestība, C — kondensatora kapacitate. Kā redzam, jo pēdejā lielaka, jo mazaka ir visas ķēdes pretestība. Strāvas intensitate te dota ar

$$i = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{C^2\omega^2}}} \sin(\omega t + \varphi),$$

kur φ ņemams no vienadibas

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{C\omega R}.$$

Tā tad ari ķēdes kapacitate iespaido fazu starpību starp strāvu un viņas *el. dz.* spēku.

Ņemsim atkal skaitlisku piemēru: $\omega = 2\pi \cdot 50$, $C = 2\mu F = 2 \cdot 10^{-6} F$ un $R = 1 \Omega$. Kad R ņemts omos, kapacitate jāņem farados. Tapēc

$$R_c = \sqrt{1 + \frac{1}{4 \cdot 10^{-12} \cdot 4\pi^2 \cdot 2500}} = 1600 \Omega.$$

Ar šiem pašiem skaitļiem

$$\operatorname{tg} \varphi = 1600 \text{ (tuveni).}$$

Daudz komplicetaka ir maiņstrāvas ķēde, kurā ieslēgta kā induktance, tā kapacitate. Tad viņas pretestība ir

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

un fazu starpība aprēķinama no

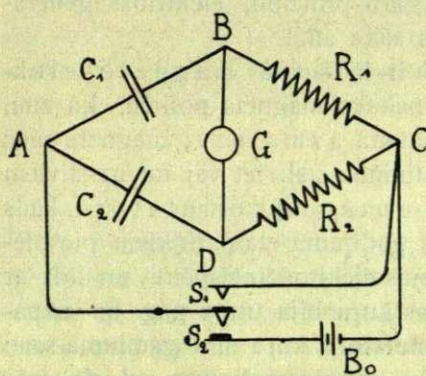
$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}.$$

Kā redzam, liela induktance fazu starpību taisa lielaku, kapacitate ar cmisko pretestību, turpreti, to samazina. Kad

$$L\omega = \frac{1}{C\omega}, \text{ t. i. kad } LC = \frac{1}{\omega^2},$$

$tg \varphi = 0$: starp strāvu un *el. dz.* spēku nekādas fazu starpības nav. Par šādu gadījumu sīkaki runasim nāk. nodaļījumā.

Še būs vietā minēt vēl par vienu metodi kapacitatu salīdzināšanai. Zīm. 232. rāda *Wheatstone*'a schemu, kuŗā ieslēgti kondensatori



Zīm. 232.
Kapacitatu salīdzināšana.

C_1 un C_2 . Nospiežot slēdzeju S_2 , starp A un C rada potenciālu diferenci, no kam kondensatori aizlādejas un starp B un D rodas potenciālu diference. Pa aizlādešanas laiku zaros ABC un ADC plūst strāvas. Vispārīgi B un D potenciāli var būt dažādi, atkarībā no kondensatoru kapacitatem un pretestību R_1, R_2 lieluma. Tad tiltā BGD būs strāva, kuŗa izteiksies ar to, ka izslēgu S_2 nospiežot, galvanometra rādītājs pasītiesies uz vienu pusi, S_2 atlaižot un S_1 nospiežot

— uz otru. Bet R_1 un R_2 var kombinēt arī tā, ka B un D potenciāli visu laiku ir vienādi. Tad abu kondensatoru lādiņu pieaugšana būs vienāda, kas nozīmē to pašu, ko strāvu ABC un ADC relaksāciju laiku (§ 266.) vienādums, t. i.

$$R_1 C_1 = R_2 C_2.$$

No tā

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{R_2}{R_1}.$$

Tā zinot R_1 un R_2 attiecību, var savā starpā ērti salīdzināt kapacitātes C_1 un C_2 .

§ 274. Elektriskās strāvas generatori. Līdzstrāvas dinamomašīnas. Ja 20. g. simteni bieži un ar lielu tiesību sauc par elektrības laikmetu, tad tas vispirmā kārtā ir to kolosālo mašīnu nopelnis, kuŗas kalpo elektrības ražošanai. Apbrīnojami spēcīgas, sniedzot tūkstošiem kilouatu sekundē, reti parocīgas, viegli apkalpojamas un aptīrāmas, ekonomiskas un visur lietojamas, viņas elektrisko enerģiju ir padarījušas par vispopulārāko enerģiju tehnikā un nostājušās dau-

dzu citu enerģijas ražotāju-patēretāju vietā. Bet vēl apbrīnojams ir viņu vienkāršais princips: tas ir indukcijas princips savā visprimitīvākā un vienkāršākā formā. Tapēc arī par modernās elektrotehnikas un mūsu tagadējās dzīves labklājības pamatlīcēju ir uzskatams *F a r a d a y's*, kuŗš gandrīz 100 gadus atpakaļ, intuitīvi indukcijas iespējamību nojauzdams, viņu mekleja un atrada. Un ja šī principa tehniskā izkopšana tik ātri negāja uz priekšu, tad tas tapēc, ka ilgu laiku nevareja atrast iespēju radīt pietiekoši intensīvus un lētus magnetiskus laukus, kuŗos indukcija būtu intensīva. Tikai vēlāk, pielietojot *S i e m e n's'a* atrasto *d i n a m o e l e k t r i s k o* principu, elektrības generatoru praktiskā nozīme un izplatīšanās sāka augt.

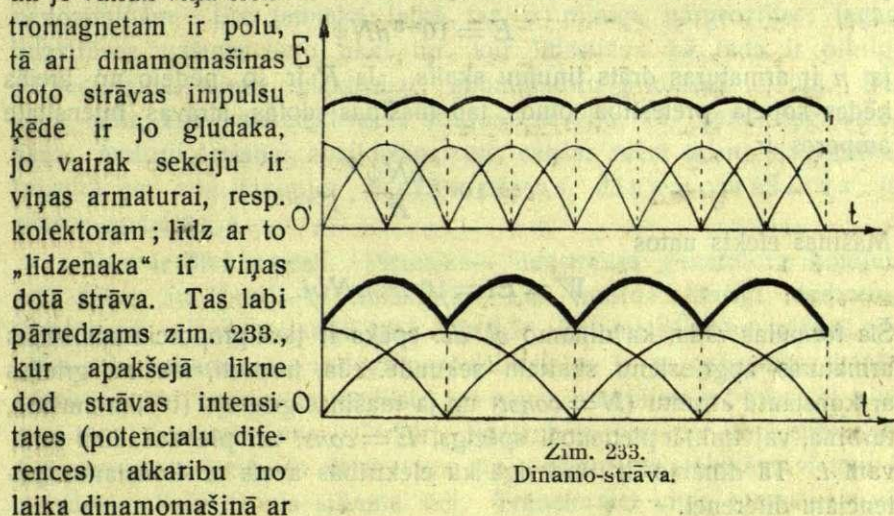
Pēc savas idejas visvienkāršākā ir tā sauktā *m a g n e t o - e l e k t r i s k ā* mašina: starp permanenta pakava magneta poliem, kā zīm. 227., griežas drāts tinumi-spoles, tā sauktā *a r m a t u r a*; magnētu sauc par *l a u k a m a g n e t u*. Armaturas tinumu gali iet vaj nu uz diviem kontakta riņķiem, kā zīm. 227. *e u n e₁*, *v a j k o m u t a t o r u*, kāds aprakstīts § 261. un zīm. 193. Pirmā gadījumā starp riņķiem piespiestām sukam dabujam sinusoidāli-maiņus-elektrodzīņespēku un līdz ar viņu ārejā ķēdē *m a i ņ s t r ā v u*, par kuŗu bija runa pag. un aizpāgājušā §. Otrā gadījumā, lietojot komutatoru, kuŗu šinī gadījumā sauc arī par kolektoru, jo viņš atsevišķo armaturas tinumu *e l. dz.* spēkus, resp. inducetās elektrības savāc viņam piespiestās sukās, — maiņstrāvas vietā dabujam vienā virzienā vērstus strāvas impulsus — līdzstrāvu. Tā visas elektro-magnetiskās mašīnas var iedalīt divās grupās: līdzstrāvas un maiņstrāvas mašīnās.

Bet permanento magnētu lauki ir ļoti vāji, tapēc maza ir indukcija magneto-elektriskās mašīnās un vājas ar viņām iegūtās strāvas. Daudz intensīvāki ir elektromagneti. Bet lietot viņus permanento magnētu vietā bija neparocīgi un bieži vien neizdevīgi, jo to ierosināšanai bija vajadzīgs ārejs elektrības avots, piem., voltaisko elementu vaj akumulātoru baterija. Tapēc šāda tipa mašīnas neieguva piekrišanas, kamēr *W. S i e m e n's's* neparādīja, ka viņu elektromagnētu ierosināšanai var lietot viņu pašu doto strāvu (*S i e m e n's'a* elektromagnetiskais princips); ar to tad ārejās baterijas vajadzība pilnīgi atkrit. Mašīnu darbā laižot, viņas armaturu sāk griezt starp elektromagneta poliem. Tā kā katrā elektromagnetā, arī ar vismīkstāko dzelzs serdi, vienmēr ir zināms remanents magnetisms, tad armaturas tinumos rodas — kaut arī ļoti vāja — indukcijas strāva. Šī strāva tālak iet pa elektromagneta tinumiem, no kam pēdejā lauks top stiprāks. Bet tad pastiprinās arī pati inducetā strāva. Līdz ar to vēl intensīvāks top lauks starp poliem, no kam strāva paliek vēl stiprāka. Tā tas iet ar-

vien tālak, un isā laikā mašina pati sevi ierosina tiktāl, ka starp elektromagneta poliem rodas ļoti intensīvs lauks, kas savukārt var dot intensīvas (pat vairāk tūkstošus amp. stipras) strāvas. Kā redzam, vēl vienkāršāku problēmu atrisinājumu grūti pat iedomāties. Tapēc arī līdz ar viņu sākās nepieredzēts elektrotehnikas uzplaukuma laikmets. Tā magnetoelektriskai mašīnai bija jādod vieta dinamoelektriskām vaj vienkārši dinamomašīnam.

Lai saprastu līdzstrāvas dinamomašīnas darbību un konstrukcijas ideju, mums vienkārši jāatgriežas pie schematiskiem zīm. 192.—198. Ar viņiem bija attēlots līdzstrāvas motora būves princips. Bet nu izrādās, ka viss tur sacitais pilnīgi attiecināms arī uz dinamomašīnu, jo līdzstrāvas dinamomašīnu un motoru var lietot vienu otra vietā: ja motoram laiž cauri strāvu, viņa armatūra griežas; ja viņa armatūru griež mehāniski, tās tinumos rodas inducētās strāvas un viņš darbojas kā dinamo. Šī vienādība ir pat kvantitatīva: griežot armatūru ar noteiktu ātrumu, starp sukam dabūjam taisni tādu pat potenciālu diferenci, resp. *el. dz. spēku*, kāds viņam būtu jāpieliek, lai armatūra kā motors griežtos ar to pašu ātrumu. Tapēc dinamomašina un motors savā konstrukcijā ir viens un tas pats un tapēc arī viss § 261. par serijas un šanta motoriņiem sacitais burtiski attiecināms uz dinamomašīnam.

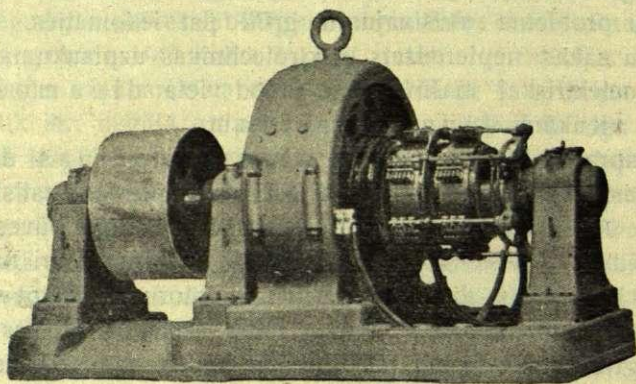
Uzsveņams te būtu vēl tikai tas, ka tāpat kā motora gājiens (rotācija) ir jo vienmērīgāks, jo vairāk sekciju ir viņa kolektorā (komutatorā), un jo vairāk viņa elek-



Zīm. 233.
Dinamo-strāva.

laika dinamomašīnā ar divām un augšējā ar astoņām sekcijām. Ar pietiekošu sekciju skaitu tā tad ir panākams, ka šīs līknes ir gandrīz taisnas līnijas; tapēc praktiski Gulbis, Fizika II.

šādu mašīnu strāvas var saukt ne tikai par līdzstrāvam, bet arī par konstantām strāvam. Zīm. 234. rāda lielu 6-polu dinamo. Lai



Zīm. 234,
Līdzstrāvas dinamo.

viņas sukas pārak netiktu apgūtinatas, tās sadalītas divās grupās. Kā viegli saprotams, suku ir tik, cik mašīnai ir polu. Šī mašīna pie 110 V dod līdz 2000 amp. strāvas, tā tad viņas darba spēja ir 220 kilouatu.

Zinot dinamomašīnas armatūras apgriezīnu skaitu sekundē N un viņas polu magnetisko plūsmu ψ , var, vismaz pavirši, aprēķināt tās potenciālu diferenci, resp. *el. dz.* spēku E . Voltos viņa ir

$$E = 10^{-8} n N \psi,$$

ja n ir armatūras drāts tinumu skaits. Ja R ir šo pēdejo un ārejās ķēdes kopejā pretestība omos, tad mašīnas dotās strāvas intensitāte amperos ir

$$i = 10^{-8} \frac{n N \psi}{R}.$$

Mašīnas efekts uatos

$$W = Ei = 10^{-8} \cdot n N \psi i.$$

Šīs formulas rāda, ka dinamo *el. dz.* spēks ir tieši proporcionāls viņas armatūras apgriezīnu skaitam sekundē. Ja, turpreti, mašīna griežas ar konstantu ātrumu ($N = \text{const}$) un ja mašīnas griezejs (tvaika mašīna, turbīna, vaj tml.) ir pietiekoši spēcīgs, $E = \text{const}$ arī pie dažādām strāvam i . Tā dinamo ir noderīga kā elektrības avots ar konstantu potenciālu diferenci.

Te nebūs vajadzīgs jo sevišķi uzsvērt, ka dinamomašīnas dotais darbs, resp. efekts W rodas no tās enerģijas, kuŗa tiek patērēta viņu

griežot. Kā zinām, indukcijai rodoties rodas arī pretošanās inducētajam (Lenz'a likums); šīs pretestības pārvarešanai tad iet daļa patērētās enerģijas. Laižot indukcijas efektam elektriskās strāvas veidā pa ārējo ķēdi izlīdzināties, arvien jauni enerģijas krājumi jālieto indukcijas uzturešanai. Attiecība (procentos) starp mašīnas efektu $W = iE$ un viņu griežot patērēto efektu — tā sauktais mašīnas ekonomiskais koeficients — atkaras no tās konstrukcijas. Lielām mašīnām viņš ir lielāks kā mazām. Zīm. 234. redzamai mašīnai viņš sniedzas līdz 98%. Atgādināsim, ka tvaika mašīnu ekonomiskais koeficients ir tikai 12% vislabākā gadījumā, akumulatoru baterijām 80%.

Dinamoelektriskais princips var radīt domas, ka ar viņu sasniedzamas jebkuras strāvu intensitātes — vajadzīgs tik mašīnu ātrāki griezt. Patiesībā tas tā nav, jo izrādās, ka proporcionalitāte starp E un N pēdējam augot ātri pamazinas. Tam par iemeslu ir komplicētā dzelzs indukcijas B atkarība no indukcijas lauka elektromagnetā; tapēc arī šī indukcija aug ļoti lēni. Tā mašīna sasniedz stāvokli, kurš nosaka maksimālo viņas darba spēju. Sīkaks tā apraksts un izskaidrojums meklējams jau elektrotehnikasursos.

§ 275. Maiņstrāvas dinamomašīnas. Transformators. Līdzstrāvas generatorus būvē visai lielus. Bija laiks, kad elektrotehnika uzskatīja par savu uzdevumu pēc iespējas plaši izkopt taisni līdzstrāvu dinamo tehniku, maiņstrāvas mašīnas turot par mazvērtīgām un nenozīmīgām. Bet jaunākā laikā tas ir pilnīgi pārgrozījies: tagad līdzstrāvas mašīnas lieto tikai tur, kur līdzstrāva kā tāda ir pilnīgi nepieciešama, piem., elektrolizē, akumulatoru pildīšanā un tml. Bet visur citur, kur lieto elektriskās strāvas enerģiju, kā, piem., apgaismošanai, motoru dzīšanai, apsildīšanai etc, cenšas ražot taisni maiņstrāvu, būvejojot un sīki izkoptojot maiņstrāvas dinamomašīnas jo plašos apmēros.

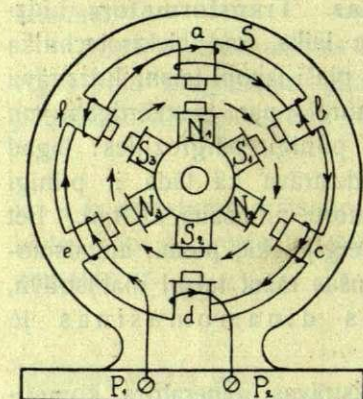
Tam ir divi iemesli. Pirmais — līdzstrāvas generatora komplicētā būve, un proti: tā kolektors. Lai mašīna kārtīgi darbotos, kolektoram vienmēr jābūt labā kārtībā. Bet nu sekcijām vienai pēc otras zem sukam ejot, izslēgšanas dzirksteles ir neizbēgamas, kapēc kolektors ātri bojājas un sadilst; bet savas komplicētās būves dēļ viņš nav tik lēti atjaunojams. Otrkārt, līdzstrāvas dinamo dotā strāva jālieto turpat tuvumā, jo laist viņu pa vadiem uz tālākām vietām ir neizdevīgi lielā džoula siltuma dēļ. Transformēt viņu, turpreti, ir vēl neracionalāki, jo tam nolūkam viņa iepriekš jālaiž cauri attiecīgam pārtraucejam. Tas ir apgrūtinoši un neekonomiski un ar lieliem ener-

ģijas (uatu) daudzumiem ļoti grūti izdarams. Viss tas stipri apgrūtina līdzstrāvas lietošanu lielos uzņēmumos, kuņiem jaapkalpo plaši rajoni. Maiņstrāvu dabū kolektora vietā lietojot divus vienkāršus kontaktu riņķus ($e_1 e_2$ zīm. 227.). Sukas viņiem spiežas klāt visu laiku bez pārtraukumiem, kapēc te nekur nekādu dzirksteļu nav; arī sadilšanas gadījumā viņi ļoti ātri un vienkārši atjaunojami. Transformet, turpreti, maiņstrāvu var tieši, bez kādiem pārtraucejiem. Tas ir ērti un parocīgi; tapēc maiņstrāva ir gandrīz pilnīgi stājusies līdzstrāvas vietā.

Maiņstrāvas dinamomašinās strāvu iegūst, liekot divam vaj vairak spoļem griezties starp lauka magneta poliēm. Spoļes savienotas rindā, pie kam viens rindas gals iet pie viena, otrs pie otra kontaktu riņķa. Lauka magnetam var būt divi, trīs, četri un vairak poli. Kad spoļe kādam polam tuvojas, viņā inducejas noteikta virziena strāva. Strāva (indukcija) ir 0, kad spoļe stāv polam tieši preti, un iet preteajā virzienā, kad nākošā mirkli spoļe no pola griežas projam. Spoļes ir tā tītas un novietotas, ka kuņā katrā acumirkli visi viņu indukcijas impulsi sumejas vienā un tanī pašā virzienā, dodot vienu sinusoidālu strāvu. Kā redzams, te no svara ir periodiskā atstātuma maiņa starp spoļem un lauka magneta poliēm. Aiz ša iemesla ir gluži vienalga, kas mašinā stāv uz vietas un kas griežas: spoļes vaj magneta poli. Tapēc

vienās mašinās kā rotejošā daļa jeb rotors ir indukcijas spoļu sistema, mierā stāv elektromagneta poli — stators, citās mašinās — otrādi. Un taisni tās mašinas, kuņās lauka magnets ir kā rotors, ir visparocīgākās. Tādu ar 6 poliēm (zīm. 235.) arī ņemsim kā piemēru maiņstrāvas dinamo principa vispārīgai noskaidrošanai.

Iesāksim ar polu N_1 un ar to mirkli, kad viņš tieši stāv preti spoļei a . Kad nākošā mirkli viņš likās bultas virzienā sāks no tās attālināties, spoļē pēc $L e n z$ 'a likuma inducesies bultu norādītā strāva.



Zīm. 235.

Maiņstrāvas 6-polu dinamo.

Tas pats un tanī pašā laikā notiks ar spoļem c, e un poliēm N_2 un N_3 . Tā visas trīs spoļes dzīs strāvu bultu virzienā. Bet iedami projam no spoļem b, d, f , poli S_1, S_2 un S_3 arī viņās induces strāvas. Ja šīs spoļes būtu tītas tāpat kā spoļes a, c, e , šīs strāvas būtu pēdejo strāvam pretejas, un nekāda efekta rezultātā nebūtu. Bet kā redzam zīmejumā, b, d un f ir tītas preteji spoļem a, c, e , un tapēc visu 6 spoļu inducētās strāvas iet vienā un tanī pašā virzienā no P_1 uz P_2 .

Rotoram griežoties viņu kopstrāvas intensitāte augs, jo līdz tam arī mainīsies magnetiskais lauks ap spolem. Maksimāla viņa kļūs tanī brīdī, kad poli stāvēs pusceļā starp spolem. Bet līdz ar tālāko rotāciju poli N_1, N_2, N_3 aizies no spolem a, c, e un poli S_1, S_2, S_3 no spolem b, d, f tik tālu, ka viņu iespaids kļūs niecīgs; bet toties pirmām sāks tuvoties dienvidpoli, otrām — ziemeļpoli. Arvienu vairāk spolem pretejo polu iespaidā nonākot, viņās agrākās strāvas pamazām sāks kļūt vājākas, preteja virziena strāvas, tupreti, pieņemtās. No tam agrākā visu spoļu kopejā strāva arvien kļūs vājāka un tanī brīdī, kad poli stāvēs spolem atkal preti, pavisam pazudīs. Ar to tad būs noslēgts pirmais maiņstrāvas puscikls. Ar šo brīdi ziemeļpoli N_1, N_2, N_3 sāks attālināties no spolem b, d, f un dienvidpoli no spolem a, c, e . Tapēc indukcija sāks atkal pieņemtās, un tapēc strāva visās spolēs ies preteji tam kā sākumā. Kad poli no jauna stāvēs pusceļā starp spolem, šī strāva sasniegs savu (negatīvo) maksimumu un tad, kad spolem tuvosies atkal pretejie poli, kļūs vājāka. Kad šie poli nostāties spolem preti, strāva būs atkal 0. Tad būs noslēgts viss maiņstrāvas cikls un ar tālāko rotāciju spēle sāksies no gala. Tā starp mašīnas spailēm P_1, P_2 būs bijusi visu fāzu potenciālu diference — no 0 līdz 2π , mašīna būs atdevusi ārejai ķēdei pilnu strāvas sinusoidu.

Mašīnas dotai strāvai būs noteikts periods T , resp. noteikts maiņu skaits sekundē. Tā kā pilnu ciklu strāva iztaisa katram polam par 2 spoļu starpām pagriežoties, tad rotoram vienreiz apgriežoties, mašīna būs devusi tik ciklu n , cik spoļu pāru ir viņas statorā. Ja rotors pie tam griežas N reizas sekundē, tad šīnī laikā mašīna dod

$$\nu = Nn$$

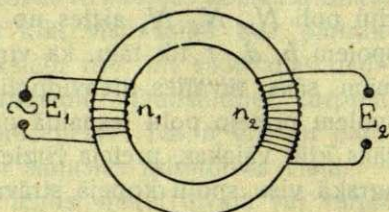
ciklu. Tā tad ciklu skaitu var pēc patikas mainīt. Bet tomēr ν nedrīkst būt pārāk zems, sevišķi tad, kad maiņstrāvu izlieto apgaismošanai. Tā kā mūsu acs iegūto gaismas iespaidu piepatur tikai apm. 0,1 sek., tad lai nebūtu manāmi atsevišķie maiņstrāvas impulsi (viļņi), kas fizioloģiski ir ļoti nepatīkami, tad ν nedrīkst būt mazāks par apm. 20. Pilnīgi visas prasības apmierina strāva ar 50—60 cikliem.

Kā redzam, aprakstītā mašīna tiešām ir vienkārša. Strāvu viņai noņem pie nekustīgi piestiprinātām spailēm P_1, P_2 . Tikai strāvas ievadīšanai rotorā (elektromagnetā) vajadzīgi divi kontakti riņķi. Gan šai strāvai jābūt līdzstrāvai un viņas dabūšanai uz rotora ass jāuzstāda speciāls komutators. Bet ja ņem verā maiņstrāvas plašo iespējamību viegli un ekonomiski transformēties, kādu īpašību nav līdzstrāvai, tad arī šī neērtība atmaksājas.

Par transformatora principu jau runāts § 269. Transformators ir divu drāts tinumu (spoļu) sistēma ar kopīgu magnetisku plūsmu, piem.,

divas uz kopīgas dzelzs serdes uzmauktas spoles (zīm. 236.) Doto maiņstrāvu, resp. ar pārtrauceja palīdzību raustītā strāvā pārvērstu līdzstrāvu vienā (primārā) spolē laižot, otrā (sekundārā) dabū inducētu maiņstrāvu. Ja primārās strāvas *el. dz.* spēks ir E_1 , primārās un sekundārās spoles tinumu skaits n_1 un n_2 , tad inducētais *el. dz.* spēks E_2 ir tāds, ka

$$E_1 : E_2 = n_1 : n_2.$$



Zīm. 236.

Transformatora princips.

Tā tad mainot attiecību $n_1 : n_2$, var dabūt kādus grib E_2 un līdz ar to i_2 .

Bet, saprotams, inducētās strāvas efekts $i_2 E_2$ nekad nevar būt lielaks par inducējošās efektu $i_1 E_1$:

$$i_1 E_1 \geq i_2 E_2.$$

Idealā gadījumā, kad nekur nekādu enerģijas zudumu nav, vietā ir vienādības zīme, kas nozīmē, ka

$$Ei = const.$$

Tam ir liela loma enerģiju sūtot no vienas vietas otrā. Domāsim kādu vietu *A* ar kādu viegli pieietamu un izmantojamu enerģijas avotu, piem., ūdenskritumu. Lai šo enerģiju aizvadītu uz kādu attālu vietu *B*, pie ūdenskrituma var ierīkot turbīnu ar dinamomašīnu, kas ūdens enerģiju pārvērš elektriskā strāvas enerģijā. Bet sūtīt šo enerģiju uz *B* pa vadiem tieši būtu neekonomiski, sevišķi vēl tad, ja viņas ir daudz, jo tad strāvai ir jābūt intensīvai un tad daudz viņas pārvēršas džoula siltumā, kas proporcionāls i^2 . Tapēc daudz izdevīgāki ražošanas vietā uzstādīt transformatoru un ražoto enerģiju pārveidot augsta spraiguma, bet mazas intensitātes strāvā. Tad tās džoula siltums ir mazs, kapēc tievi var būt strāvas vadi; tad linijas uzturēšana arī iznāk lēta. Enerģijas noņemšanas vietā *B* ir otrs transformators, kuŗa uzdevums ir saņemt strāvu „notransformēt“ no augsta spraiguma un mazas intensitātes uz zemu spraigumu un lielu intensitāti, jo ļoti augsta spraiguma strāvas patērēšana motorā, tāpat kā viņas ražošana dinamomašīnā, ir saistīta ar grūtībām un ir bīstama. Tā starp ražotāju — dinamo un patēretāju — motoru divus transformatorus ieslēdzot, visai ekonomiskā kārtā var sūtīt enerģiju uz lieliem attālumiem.

Gan transformācijas procesā daļa enerģijas iet zudumā; tam vairāki iemesli. Pirmkārt paliekošais un neizbēgamais džoula siltums; tad histereziskais enerģijas zaudējums transformatora serdē un Fou-

cault strāvas. Tapēc transformatora ekonomiskais koeficients vienmēr ir < 1 , resp. mazaks par 100%. Bet labi konstruetā transformatorā šie zaudejumi nav lieli.

§ 276. Fazu strāvas. Rotācijas lauks. Maiņstrāvas motors.

Pag. § aprakstītā maiņstrāvas generatorā indukcijas spoļu bija tikpat daudz, cik inducējošā magneta polu (6). Katra spole dod savu daļu mašinas *el. dz.* spēka radišanā un tā, ka visiem viņu indukcijas impulsiem katru brīdi ir viena un ta pati faze. Tapēc arī spaiļu P_1 un P_2 potenciālu difference mainas ar visu periodu uz reizi; līdz ar viņu strāvas intensitāte attēlojama ar vienu pašu sinusoidu. Šādas strāvas sauc par vienfazū jeb vienkāršāki maiņstrāvām.

Bet spoļu skaitu mašinā var taisīt lielāku par polu skaitu. Tā, piem., zīm. 227. vienas cilpas vietā starp magneta diviem poliem var griezt divas perpendikulāri vienu otrai gulošas cilpas. Tad katras cilpas sāns būs kā spole un katra no tām dos savu sinusoidālu strāvu, bet šīs strāvas sekos viena otrai ar perioda ceturkšņa starpību. Vispāri, ja spoļu skaits ir divreiz lielāks par polu skaitu, tad tajos brīžos, kad puse no viņām, piem., *a, c, e*, zīmejumā 235., stāv poliem tieši pretī, otra to puse — *b, d, f*, stāv pretī polu starpai. Rotoram griežoties katra spoļu grupa dos savu sinusoidālo strāvu, starp kuņām būs faze $\frac{\pi}{2}$. Viņu *el. dz.* spēkus varam rakstīt

$$E_1 = E_0 \sin \omega t$$

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t - 90^\circ).$$

Tā būs divfazu strāva, šāda mašina — divfazu generators.

Bet spoļu skaitu var ņemt vēl lielāku, vispāri n reizes lielāku par polu skaitu. Attiecīgi viņas grupās savienojot, var dabūt n strāvas, kas viena otrai seko ar noteiktu fazu starpību. Tās ir tā sauktās daudzfazu strāvas. Tomēr teknikā noderīga no viņām ir izrādījusies tikai trīsfazu strāva, kuņas generatorā ir 3 reizes vairāk spoļu kā inducējošo magnetu. Tāds var būt, piem., ar 8 poliem un 24 spolem, kas novietotas pa statoru vienādos atstātumos viena no otras. Visas viņas iedalītas trīs grupās, pa 8 katrā. Kā viegli saprast, šo grupu *el. dz.* spēki kādā mirklī t būs

$$E_1 = E_0 \sin \omega t$$

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t - 120^\circ)$$

$$E_3 = E_0 \sin(\omega t - 240^\circ),$$

kuŗi dos trīs strāvas ar fazu starpībam 120° un 240° . Viņu grafiskais attēlojums redzams zīm. 237.

Šo strāvu aizvadišanai no mašīnas, vispāri runājot, vajadzīgi 6 vadi.

Bet nu izrādas, ka viņām ir īpašība, kuŗas dēļ var iztikt ar 3 vadiem. Ši īpašība izteikta vienādībās

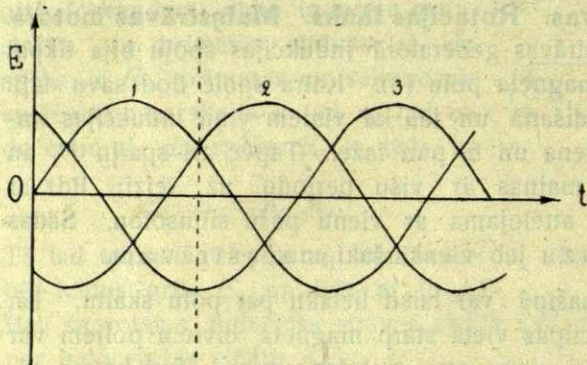
$$E_1 + E_2 + E_3 = 0$$

$$i_1 + i_2 + i_3 = 0:$$

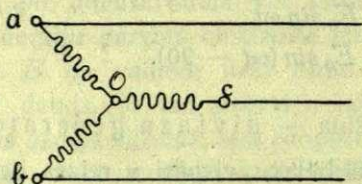
visu triju strāvu *el. dz.* spēku resp. strāvas intensitatu sumas ik brīdī ir 0. Tas redzams, ja augšējās vienādības tieši saskaita, jo

$$\sin \omega t + \sin(\omega t - 120^\circ) + \sin(\omega t - 240^\circ) = 0.$$

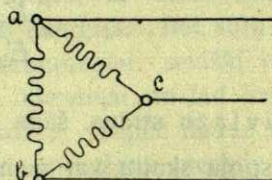
Tāpat to rāda arī zīm. 237. grafika, ja saskaita (ģeometriski) kādas noteiktas abscises 3 ordinātes. Tapēc, ja visas trīs strāvas fāzes iet pa vienu un to pašu vadu, viņu suma ir 0 un tāds vads patiesībā ir bez kādas strāvas. Un ja visas trīs spoļu grupas savieno tā, ka vieni viņu



Zīm. 237.
3-fazu strāvas grafika.



Zīm. 238.
Zvaigznes savienojums.



Zīm. 239.
Trīsstūra savienojuma.

gali sanāk kopā punktā *O* (zīm. 238.), tad te saejošos trīs ārejos vadus varam savienot vienā un to pašu tad nupat aprādītās īpašības dēļ atmet. Tā galīgi paliek tikai trīs vadi *a, b, c* — tā sauktā „zvaigzne“. Ta saimnieciskā nozīme ir visai ievērojama.

Zvaigznes savienojuma vietā 3-fazu mašīnā var lietot vēl otru, tā saukto trīsstūra savienojumu (zīm. 239.). Te visas trīs spoļu grupas savienotas rindā. Ari tad strāvas novadišanai paliek tikai trīs vadi. Katram no šiem savienojumiem ir sava vērtība, kapēc lieto kā vienu, tā otru.

Ar nupat aprakstītām fazu strāvam var dabūt visai interesantus un praksē svarīgus magnetiskus — tā sauktos rotācijas laukus. Pirmais viņus studējis itālietis G. Ferraris's. Ja divfazu strāvā abu komponentu *el. dz.* spēki, resp. strāvu intensitātes atšķiras par 90° , tad tāda pat atšķirība būs starp viņu magnetisko lauku intensitāšu komponentem H_1 un H_2 :

$$H_1 = H_0 \sin \omega t$$

$$H_2 = H_0 \sin(\omega t - 90^\circ) = H_0 \cos \omega t.$$

Tās stāv normali viena pret otru. Uzlūkojot viņas kā abu fazu kopejā lauka intensitātes H komponentes, rakstam

$$H = \sqrt{H_1^2 + H_2^2} = H_0.$$

H virzienu nosaka

$$\operatorname{tg} \omega t = \frac{H_1}{H_2}.$$

Tas rāda, ka viena strāvas maiņas perioda laikā no $t = 0$ līdz $t = T = \frac{2\pi}{\omega}$, vektors H vienreiz apgriežas ap savu sākumu. Tā ap divfazu strāvu dabūjam rotejošu magnetisku lauku. Un nu Ferraris's ir rādījis, ka šim laukam ir tādas pat īpašības, kādas piemīt rotejošā magneta laukam. Tā, piem., ja viņā novieto magnetisko adatu, ta griežas taktā ar lauku, resp. strāvas maiņas ciklu. Inducedams savā apkārtnē strāvas, viņš mehaniski uz viņu darbojas, gluži tāpat kā zīm. 216. rotejošais magnets darbojas uz viņa tuvumā novietotu plati. Tapēc, ja rotejošā laukā novieto metala cilindru, tas sāk viņā griezties. Tā šāds lauks var noderēt arī motoru dzīšanai.

Ari 3-fazu strāvas dod rotejošu magnetisku lauku, kuŗa periods ir vienads ar strāvas maiņas periodu. Tapēc, ja $3n$ spoļu statorā uz kādas ass novieto metala cilindru, strāvai plūstot viņš sāk griezties. To izlieto 3-fazu jeb tā saucamos rotejošās strāvas motoros.

Principā par maiņstrāvas motoriem sakams tas pats, kas teikts par līdzstrāvas motoriem: par tādu var būt kuŗš katrs viņas generators. Ja maiņstrāvas mašīnu griežam, viņa dod strāvu; ja strāvu viņā laižam no ārienes, viņa griežas pati. Bet ja ar līdzstrāvu tas tā ir vienmēr un visos gadījumos, tad ar maiņstrāvu tomēr tikai dažos gadījumos. Nav grūti iedomāties, ka vienfazu dinamo kā motors pati varēs griezties tikai tad, kad viņas rotora poli ies gaŗam statora (vaj otrādi) spoļu galiem taisnītajos brīžos, kad strāvas virziens spolēs mainās. Ja tas notiks kaut drusku agrāk vaj vēlāk, mašīna negriezīsies. Tā tad viņa varēs darboties tikai tad, kad viņas rotors griezīsies *s i n c h r o*

ni ar strāvas maiņu, resp. strāvas generatora rotoru. Tapēc šāda tipa motorus sauc par **sincroniem** motoriem. Bet kā redzam, pats no sevis **sincrons** maiņstrāvas motors nevar sākt griezties, bet vienmēr viņš iepriekš jāiegriež līdz generatora rotora ātrumam. Otrkārt, ja smagākā darbā motora gaita kļūs lēnaka, viņš tūliņ apstāsies. Tapēc šādi motori smagam darbam ir neparocīgi un tapēc viņu vietā teknikā lieto citus — trīsfazu, resp. **rotejošās strāvas** motorus.

Pirmais viņus taisījis Tesla, izlietojot mineto Ferraris' a principu. Statora viducī ar $3n$ spolem, pa kuņām iet 3-fazu strāva, uz ass novietota ļoti vienkāršas konstrukcijas armatura (zīm. 240.): no vara stiepiem taisīts cilindrs-būritis. Rotejošā laukā šis cilindrs griežas ap savu asi ar strāvas maiņas periodu, ja viņa griešanos nekā nekavē, un lēnaki, ja viņš griežas ne brīvi. Bet griežas viņš vienmēr. Viņam nav vajadzīgas ne sukas, ne kontaktu riņķi. Tā vienkāršības ziņā viņš ir gandrīz nepārspejams un tapēc teknikā viņu plaši lieto. Dažreiz ša tipa motorus sauc arī par **indukcijas** motoriem.



Zīm. 240.
3-fazu motora armatura.

Saprotams, var taisīt 3-fazu motorus arī ar citām armaturām. Tad strāvas ievadišanai viņā vajadzīgi 3 kontakta riņķi. Dažiem gadījumiem arī šādi motori vajadzīgi.

3-fazu motora darba spēju nosaka visu trīs viņa strāvas fazu efektu suma. Ja atsevišķo fazu strāvas intensitātes un *el. dz.* spēku ir i_0 un E_0 un ja starp viņiem ir savukārt faze φ , tad viņu efekti ir

$$w = \sqrt{3} E_0 i_0 \cos \varphi$$

un visa motora darba efekts

$$W = 3 \sqrt{3} E_0 i_0 \cos \varphi.$$

Ja E_0 ir mērots voltos, i_0 — amperos, tad w ir dots uatos.

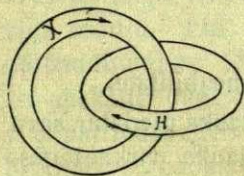
Elektromagnetiskās oscillācijas un viļņi.

§ 277. **Elektromagnetiskais lauks. Maxwell'a teorija.** Pag. nodalījumā bija runa galvenā kārtā par indukcijas diženo praktisko nozīmi. Bet preti tai grandiozai indukcijas izmantošanai praksē, kas raksturo mūsdienu tehniskos sasniegumus, var nostādīt ne mazāk

grandiozus sasniegumus teoretisko atziņu laukā, kas radušies uz indukcijas pētījumu pamata. Jau Faraday's, indukcijas atradejs, nojauta, ka viņa ir atslēga daudzū citu fizikālu parādību izskaidrojumam. Bet Faraday'a idejas bija savam laikam pārāk jaunas, viņš ar tām stāvēja viens pats, nesaprasts un nepabalstīts. Tapēc tālak šīs idejas, šo intuitīvo nojautu, viņam neizdevās izkopt. Un tikai Maxwell's, ģenialais un matemātiski izsmalcinātais Faraday'a ideju interpretētājs un turpinātājs, izcēla indukcijas parādību lielo lomu un nozīmi fizikālos dabas notikumos.

Maxwell's, tāpat kā Faraday's, elektrisko un magnetisko parādību šūpuli redz elektriskā un magnetiskā laukā — tanis deformācijās, kas rodas ap to telpas (apvidus) punktu, kuļā novietots kāds elektrisks lādiņš, resp. magnetisms. Abiem šiem laukiem ir kopejs nesejs — eteris, resp. vakuums. Elektriskais lauks ir uzskatāms, kā mierā esošū elektrisku lādiņu, magnetiskais — kā šo lādiņu plūsmas, resp. elektriskās strāvas radītās deformācijas. Bet elektriskā strāva kā elektrības plūsma vienmēr ir saistīta ar elektriskā lauka sabrukumu, tā tad mainīšanos. Tapēc var teikt, ka magnetiskais lauks rodas ap maiņus-elektrisko lauku. Viņa virzienu dod Ampère'a likums (§ 242.): magnetiskās spēka līnijas apņem elektriskā lauka (strāvas) līnijas koncentriskos riņķos.

Bet arī otrādi: magnetiskāam laukāam mainoties, ap viņu inducējas *eI. dz.* spēki, resp. elektriskas spēka līnijas. Pēc Fleming'a labās rokas likuma (§ 264.) viņas magnetisko plūsmu apņem arī koncentriskos riņķos. Un arī viņas eksistē tikai pa to laiku, kamēr plūsma mainas. Tā tad vispārīgi: ap katru maiņus-magnetisku lauku ir elektrisks, ap katru maiņus-elektrisku lauku ir magnetisks lauks. Tā abi lauki ir organiski saistīti; viņi ir saķēdēti viens ar otru. Katrs no tiem ir otrā maiņas sekas. Zīm. 241. tas mēģināts attēlot schematiciski.



Zīm. 241.

Elektromagnetiskā lauka modelis.

Ši fakta skaidrā izpratne ir pirmais Maxwell'a nopelns. Līdz ar to arī elektriskās strāvas jēdziens ir tapis plašāks. Tā kā magnetiskais lauks ir ap katru maiņus-elektrisku lauku, neatkarīgi no tā apvidus, kuļā pēdejs atrodas — materiļā vaj vakuumā (eterī), tad var runāt par elektrisku „strāvu“ arī tur, kur nekādas reālas elektrības plūsmas nav. Pietiek, ja eteri rodas

tādas deformācijas, kādas ir patiesām lādiņu plūsmām īpatnejas. Tā tad blakus reālām jeb konvekcijas (arī kondukcijas sauktām) strāvam ir rodāmas arī „eteļa strāvas“. Tapēc arī Maxwell'a teorijā

v i s a s strāvas ir noslēgtas — vienalga, vaj tās ir metala vados, dielektrikos (polarizācijas strāvas) vaj vakuumā; nenoslēgtu strāvu nav. Tas labi saistas ar § 273. jau sacīto.

No otras puses, arī indukcijas jēdziens Maxwell'a teorijā ir plašāks: arī elektriskais lauks ap magnetisko var inducēt vienmēr, neatkarīgi no tā, kādā apvidū tas notiek. Viņš ir neizbēgamas magnetiskā lauka maiņas sekas: tā spēka līnijas kā koncentriski riņķi apņem katru maiņas-magnetisku plūsmu — vienalga, vaj tā ir metalā, izolatorā vaj vakuumā. Ja, turpreti, par indukciju mēs parasti spriežam tikai pēc tām elektriskām strāvam, kas rodas kādā noslēgtā metala vadā, tad tas tapēc, ka te strāvas ir vieglaki novērojamas. Bet pašam indukcijas faktam — inducētām elektriskam laukam, nekādu — ne noslēgtu, ne nenoslēgtu vadu nav vajadzīgs.

Tomēr vēl jo apbrīnojams ir tālākais Maxwell'a slēdziens. Ja maiņas-elektriskais lauks ap sevi rada magnetisku lauku, tad pēdejs, no 0 līdz kādam maksimumam pieaugdams, savukārt ap sevi inducē elektrisku lauku. Bet pēdejs dod sākumu jaunam magnetiskam laukam, tas atkal rada elektrisku u. t. t. Tā tas turpinas un atkārtojas arvien tālāk. Tā viens maiņas-elektrisks impulss rada ap sevi periodiski pulsejošus — rodošos un zūdošos elektriskus un magnetiskus laukus. Un Maxwell's nu rāda, ka šāds maiņas-elektromagnetiskais lauks kā elektriskā un magnetiskā lauka kombinācija nevar palikt uz vietas — tanī punktā, kur radies, bet izplatās uz visām pusēm apkārtejā eterī ar noteiktu ātrumu v . Vislielākais šis izplatīšanās ātrums ir brīvā eterī. Materiālā apvidū viņu nosaka apvidus elektriskās un magnetiskās īpašības — dielektriskā un magnetiskā konstante. Ja c ir elektromagnetiskā lauka izplatīšanās ātrums vakuumā, tad materiālā apvidū viņš ir

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu K}},$$

ja K un μ ir apvidus dielektriskā konstante un permeabilitate.

Izplatīdamies ar ātrumu v , elektromagnetiskais lauks piepatur savu periodisko raksturu kā elektriskā un magnetiskā lauka virknešanās. Viņa maiņas periodu nosaka tā elektriskā impulsa ilgums, kuŗš laukam deva sākumu.

Bet kā elektriskam, tā magnetiskam laukam piemīt noteikta enerģija. Pēdejās blīvums elektriskā laukā ir noteikts (§ 205.) ar

$$W_e = \frac{1}{8\pi} KX^2,$$

magnetiskā laukā ar

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \mu H^2.$$

Otrkārt, arī elektriskās un magnetiskās pārvērtībās, kādas viņas arī nebijušas, ir vietā enerģijas neiznīcības likums. Tapēc magnetiskam laukam ap elektrisko rodoties, viņa enerģija var nākt tikai no pēdejā enerģijas un nevar būt par to lielaka. Tāpat otrādi, kad ap maiņusmagnetisku lauku rodas inducētais elektriskais lauks, tā enerģija nevar būt lielaka par inducētāja lauka enerģiju. Tā ne viena, ne otra lauka enerģija nevar būt lielaka par to enerģiju, kas ieguldīta tanī pirmajā elektriskā impulsā, kas domāto elektromagnetisko virkni radīja. No tā redzam, ka elektromagnetiskam impulsam uz priekšu ejot, viņam līdzī iet noteikts enerģijas daudzums; periodiski mainīdamās, šī enerģija brīžiem ir elektriskās, brīžiem magnetiskās, brīžiem kā vienas, tā otras enerģijas veidā. Tapēc var teikt, ka elektromagnetiskam laukam ikbrīžus piemīt noteikta elektromagnetiskā enerģija kā viņa elektriskā un magnetiskā lauku enerģiju suma. Tā elektromagnetiskā lauka izplatīšanos var apskatīt arī no tīri enerģētiska viedokļa raugoties — kā elektromagnetiskās enerģijas izplatīšanos. Šo viedokli jo precīzi ir definējis Poynting's; par to vēl būs runa § 285.

Savu elektromagnetiskā lauka teoriju Maxwell's ir ietērpis elegantā un ļoti pārskatāmā matemātiskā tērpā. Trīs diferencialvienādojumi saista triju magnetiskā lauka komponentu maiņu ar elektriskā vektora maiņu, otri trīs — elektriskā vektora komponentes ar magnetiskā vektora komponentu maiņu. Šinīs sešās vienādībās ir izteikta visa dziļā Maxwell'a elektromagnetiskā doma.

Ar savu teoriju Maxwell's ir paredzejis elektromagnetisko, resp. elektrisko viļņu iespējamību un jau iepriekš devis viņu teoriju. Līdz ar to bija norādīts ceļš viņa teorijas eksperimentālam pārbaudījumam. Šinī nodalījumā būs rādīts, kā tas ir sasniegts; tāpat arī apskatīti daži no tiem faktiem, kuŗi, uz viņiem dibināti, jau kļuvuši par redzamiem modernās dzīves balstiem. Te pirmā kārtā mināma bezdrāts signalizācija — radiotelegrafs un radiotelefony.

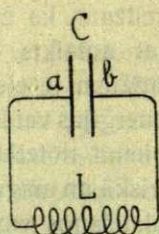
§ 278. Elektriskās oscillācijas. Thomson'a formula. Elektriskā lauka pēkšņa rašanās kādā telpas punktā dod ap sevi īsu elektromagnetisku impulsu. Ar lielu (gaismas) ātrumu izplatīdamies, šis impulss aši vien izklīst apkārtejā tērpā. Tapēc, ja grib iegūt nepārtrauktu elektromagnetisku plūsmu, jārupejas par to, lai ilgstoša un nepārtraukta būtu arī elektriskā lauka rašanās un zušana. Visvien-

kāršaki tas sasniedzams, liekot elektriskiem lādiņiem periodiski vibrot, tā tad ar elektriskām vibrācijām jeb oscilācijām.

Ar elektriskām oscilācijām mēs jau iepazīties pag. nodalījumā: kuŗš katrs maiņstrāvas vads ir elektrisks oscilators. Arī viņā elektriski lādiņi periodiski skraida no viena gala uz otru, kapēc arī ap viņu ir maiņus-magnetisks, resp. maiņus-elektromagnetisks lauks. Kad strāva ir ilgstoša, ilgstošs ir arī elektromagnetiskais lauks ap viņu. Viņa periods ir vienāds ar pašas maiņstrāvas periodu. Kā bija rādīts, pēdejs parasti ir ap 0,02 sec. Bet praksē daudz vairāk no svara ir oscilācijas ar vēl īsākiem periodiem. Tādas parasti dabū, liekot nelieliem elektrizetiem ķermeņiem (konduktoriem) izlādēties.

Lai būtu no ka iesākt, domāsim zīm. 242. attēloto schemu. a, b viņā ir kondensatora C plates, kuŗas vajadzīgā brīdī var savienot ar vadu aLb . Šī vada pašindukcijas koeficientu nosauksim ar L , kondensatora ab kapacitāti ar C . Pieņemsim, kondensators ir aizlādēts līdz kādam potencialam V ; tad viņa lādiņš ir $Q = CV$. Līdz ar to viņa potenciālā enerģija (§ 205.) ir

$$W_p = \frac{1}{2} QV = \frac{1}{2} CV^2$$



Zīm. 242.
Kondensatora ķēde.

Nu savienosim viņa plates ar vadu aLb ; tad tanī pašā mirklī iesāksies potencialu izlīdzināšanās starp tām, resp. elektrisko lādiņu pārvietošanās no a uz b , ja a potentials ir augstāks par b potencialu (patiesībā otrādi, skat. § 190. un 319.). Tā vadā rāsies strāva un ap to magnetisks lauks. Šīs strāvas enerģiju kādā mirklī noteic viņas galos esošā potencialu diference un viņā plūstošais elektrības daudzums, resp. tās intensitāte. Viena viņas daļa pārvēršas džoula siltumā, otra daļa pāriet vada apkārtņē kā magnetiskā enerģija. Domāsim pagaidam vada aLb pretestību tik niecīgu, ka pirmā daļa vērā nav ņemama. Tad visa strāvas enerģija pāriet magnetiskā laukā kā magnetiskā enerģija

$$W_m = \frac{1}{2} Li^2,$$

(skat. § 269.). Pa visu izlādešanās laiku laukā uzkrātā enerģija ir tā, kas radusies (atbrīvojusies) visam lādiņam Q no potenciala V uz potencialu 0 pārejot (ja pieņem, ka abas kondensatora plates no sākuma ir bijušas preteji lādētas). Ta nav nekas cits, kā augšā jau uzrakstītā potenciālā enerģija W_p , kas kondensatorā jau bija pirms izlādešanās. Tā potencialu diferencei starp a un b izlīdzinoties, visa kondensatora enerģija ir to atstājusi un pārgājusi apkārtējā telpā kā magnetiskā enerģija.

Bet ar to process beiglies nevar. Tanī mirklī, kad pēdejais lādiņš pāriet no a uz b , strāva vadā aLb izbeidzas, bet līdz ar to viņā inducijas jauna — izslēgšanas ekstra-strāva. Viņu dod magnetiskā laukā uzkrātā enerģija, kas tagad nāk vadā atpakaļ; tās virziens ir vienads ar izslēdzamo, t. i. no a uz b vērsts. Tapēc lādiņu plūšana no a caur L uz b turpinas joprojam, no kam b nu iegūst augstāku, a — zemāku potenciālu. Tā kondensators pārlādejas. Tas turpinas tik ilgi, kamēr visa magnetiskā lauka enerģija nav sagājusi vadā kā ekstra-strāvas enerģija atpakaļ. Kad tas noticis, strāva izbeidzas. Tad plate b ieguvusi savu vislielāko, plate a — vismazāko potenciālu. Potenciālu difference starp platem ir kļuvusi agrākā, tikai pretejā virzienā vērsta. Līdz ar to kondensators ir atguvis savu agrāko enerģiju atpakaļ.

Bet tad process sākas atkal no jauna, tikai pretejā virzienā: b un a potenciāli izlīdzinās, no kam vadā bLa rodas strāva. Viņas enerģija, radusies no kondensatora potenciālās enerģijas, pāriet apkārtejā telpā kā magnetiskā enerģija. Tas turpinās, kamēr potenciāli starp platem nebūs izlīdzinājušies un visa kondensatora enerģija nebūs pārgājusi magnetiskā. Tad strāva apstāsies, bet tanī pašā brīdī vadā inducesies ekstra-strāva, kas dzīs elektrību no b uz a . No tam a potenciāls augs, b — potenciāls kritīsies, un kondensators aizlādesies no jauna. Viņš atkal atgūs savu enerģiju W_p , un spēle sāksies no gala. Tā savā vaļā atstāta, šāda kondensatora ķēde nevis pēkšņi un uz reizi izlādesies, bet pamazām, periodiski reizi pēc reizes pārlādedamās. Līdz tam pa viņas savienotāju vadu periodiski oscillēs elektriski lādiņi, ap viņu būs nepārtraukts elektromagnetisks maiņus-lauks. Šāda ķēde ar kapacitāti un pašindukciju var noderēt par oscillatoru jeb vibratoru.

Vibratora periods ir atkarīgs no diviem faktoriem: kondensatora kapacitātes C un pašindukcijas koeficienta L . Pirmā noteic to enerģijas daudzumu, kam viena perioda laikā jāpārveidojas magnetiskā. Tapēc, jo lielāka ir kapacitāte, jo ilgākam ir jābūt pārveidošanās laikam — oscillācijas periodam. No otras puses — pašindukcija raksturo elektromagnetiskās enerģijas inerci (§ 269.): jo viņa lielāka, jo inertāka straujās pārmaiņās ir enerģija un jo ilgāks laiks ir vajadzīgs, lai viņa varetu apgrozīties. Tapēc liela pašindukcija prasa ilgu oscillācijas periodu. To vērā ņemot un analizējot kondensatora ķēdes oscillācijas matemātiski, W. Thomson's (lords Kelvin's) viņas periodu ir atradis kā

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

Ši formula ir pazīstama Thomson'a formulas vārdā.

Tā aprakstītā elektriskā oscilācija ir ideāls process, jo viņā mēs neņemam vērā džoula siltumā zūdošo enerģiju. Katrā vadā, turpreti, vienmēr zinams enerģijas daudzums iet zudumā un tapēc katra nākošā perioda enerģija ir mazāka par iepriekšējā perioda enerģiju. Nosaucot kondensatora potenciāla vaj viņa ķēdes strāvas maksimālo intensitāti par viņa oscilācijas amplitūdi, varam teikt, ka visos reālos gadījumos šī amplitūde vienmēr samazinās, tapēc katra brīva reāla oscilācija ir dzīstoša (I, § 41.). Bet atzīmejams, ka ja dzīšana nav pārāk strauja, oscilācijas periodu viņa manāmi neiespāido. Dzīstošas elektriskas, tāpat kā kuņas katras citas oscilācijas grafiskais attēlojums redzams I sējuma zīm. 42. Salīdz. arī šī sējuma zīm. 248.

§ 279. Elektriskā dzirkstele. Feddersen'a eksperimenti.

Nupat aprakstītam kondensatora izlādešanās procesam pa metala vadu var blakus nostādīt izlādešanos pa dzirksteli. Arī elektriskā dzirkstele ir divu preteji, resp. ar potenciālu diferenci lādetu konduktoru potenciālu izlīdzināšanās process. Viņā elektrības vadītāja loma piekrīt tam gaisam, kuņš ir starp abiem konduktoriem un kuņš pietiekoši augsta spraiguma gadījumā nonāk īpatnējā vadošā stāvoklī (sal. § 198. un § 312.), kā arī pašu konduktoru metālu tvaikiem un putekļiem. Tapēc arī domājams, ka tas, ko patiesībā mēs par dzirksteli saucam, nav vis vienreizējs, acunirkklīgs notikums, bet gan notikums



Zīm. 243.

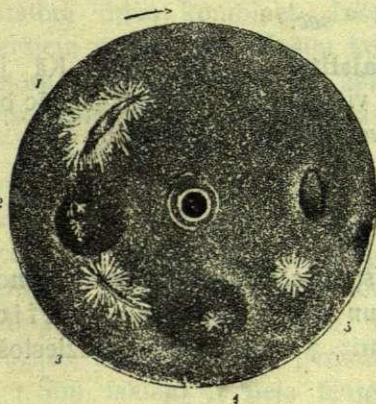
Dzirkstele rotejošā spogulī.

ar zinamu ilgumu, kuņā abi konduktori periodiski viens aiz otra pārlādejas, citiem vārdiem: sagaidāms, ka elektriskā dzirkstele ir oscilatoriskas dabas notikums.

Lai šo jautājumu eksperimentāli izšķirtu — un eksperiments te ir noteicošais — vajadzīgs dzirksteles fāzes kaut kā vienu no otras atdalīt un separāti fikset. Feddersen's (1863.) ir rādījis, ka tas viegli sasniedzams, ja dzirksteli aplūko, resp. fotografē rotejošā spogulī. Tad pie zināma rotācijas ātruma katra fāze reflektejas no „sava” spoguļa, resp. zem sava leņķa un uz ekrāna jeb fotografiskas plates dod savu attēlu. Zīm. 243. rāda šādas fotografijas reprodukciju. Viņā dzirkstele ir redzama nevis kā nepārtraukta gaismas švītra, kā

tas būtu, ja viņa patiesībā būtu nepārtraukta, bet gan salikta no atsevišķām gaišām mēlēm. Šīs mēles seko viena otrai pārmišus: viena no augšas, otra no apakšas un vienados atstātumos viena no otras. Tas norāda, ka pats dzirksteles process tiešam nav vienkāršs, bet salikts no daudzām periodiskām, pretejos virzienos lecošām dzirkstēm: elektriskā dzirkstele ir oscillatorisks process.

Vienkāršs un pārliecinošs eksperiments, kuŗā redzama elektriskās dzirksteles periodiskā daba, ir sekošais. Plāna ebonita vaj nolakota skārda ripa uzstiprinata uz centrifugalās vaj citas kādas mašinas ass tā, ka viņu horizontālā stāvoklī var ap šo asi griezt. No augšpuses un apakšpuses ripai viegli piespiesti smaili, elastīgas drāts gali ar tādu nodomu, ka ja starp šiem smailiem galiem būs pietiekoši augsta potenciālu diference, elektrība cauri ripai, resp. lakas slānim izlidzināsies. Abas drātis pievienotas paliela induktora sekundārās spoles poliēm; ja induktors ir mazs, šinī ķēdē var ieslēgt vienu vaj divus Leidenes traukus. Tā dabū kondensatora ķēdi ar kapacitāti, pašindukciju un dzirkstelstarpu starp drāts galu asumiem. Primārais induktora tinums cauri kādam slēdžem pievienots baterijai. Kad strāvu viņā pārtrauc, sekundārā tinumā inducējas īss impulss, kas aizlādē līdz zinamam potenciālam kondensatoru. Ja pēdējam izlādejojies ebonita ripa stāves mierā, islādešanās periodiskais raksturs nekā neparādīsies. Bet ja ripa griezīsies, atsevišķās izlādešanās fāzes ķers viņu dažādās vietās. Tanīs vietās, kur dzirksteles strāvas virziens ies no augšas uz leju, ripas augšpuse būs pozitīvi lādeta, vietās, kur dzirkstele nāks no apakšas uz augšu — negatīvi. Tapēc, ja ripu pēc izlādešanās apkaisa ar sēra un svina oksīda pulveru maisījumu, dabū zīm. 244. redzamo bildi: vienās vietās pieķēries sērs, otrās — svina oksīds. Kā jau minēts § 209., beŗot sērs elektrizejas negatīvi,



Zīm. 244.

Dzirksteles fāzes.

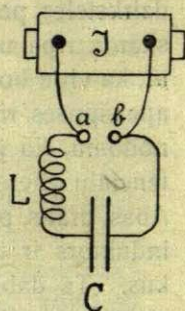
svina oksīds pozitīvi, tapēc negatīvi lādētās ripas vietas pārklājas ar oksīdu, pozitīvi lādētās — ar svinu. Bilde nepārprotami liecina, ka izlādešanās cauri ripai ir bijusi oscillatoriska un pie tam dziestoša.

Šinī eksperimentā induktors ir noderīgs ar to, ka ar viņu var dabūt pēc patikas augstu potenciālu kondensatora ķēdē. Bet nav grūti saprast, ka arī kuŗam katram citam augsta spraiguma avotam, piem., kādam Leidenes traukam var likt cauri rotejošai ripai izlādeties.

Kā elektriskam vibratoram, kondensatora riņķim ar dzirksteļstarpu, salīdzinot ar zīm. 242. attēloto riņķi bez dzirksteles, ir ta priekšrocība, ka viņā kondensatoru var aizlādēt līdz augstakam potenciālam un līdz ar to likt oscilēt lielakam enerģijas daudzumam. Ar viņu var sasniegt intensīvu elektromagnetisku plūsmu; tapēc arī praksē galvenā kārtā lieto viņu. Zīm. 245. rāda viņa schemu. Dzirksteļstarpa $a b$ pievienota induktoram J , ar ko sasniedz nepārtrauktu dzirksteles lekšanu un tapēc nepārtrauktu oscilēšanu. Uz priekšu, runājot par kondensatora riņķi, domasim viņu šādu.

Zinot kondensatora riņķa kapacitāti un pašindukciju, pēc Thomson'a formulas var aprēķināt viņa periodu. Ņemsim skaitlisku piemēru. Videja lieluma Leidenes traukam ir ap 1600 cm kapacitātes. Ja viņa aizlādētos klājumus savieno ar vadu sistēmu, kuras pašindukcijas koeficients ir 0,001 henri = 10^{-12} CGS inductances vienību, tad šāda riņķa periods ir

$$T = 2\pi \sqrt{1600 \cdot 10^{-12}} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ sec.}$$



Zīm. 245.
Vibrators ar dzirksteļstarpu.

Kapacitāti un pašindukciju vēl vairak samazinot, viegli var dabūt oscilācijas ar periodiem no 10^{-6} līdz 10^{-9} sec.

§ 280. Noslēgts vibrators. Saistītas oscilācijas. Kā jau minēts, vibratora enerģijas viena daļa vienmēr iet zudumā, kapēc brīvē atstāts, viņš ar laiku izdziest. To var izteikt ar vienādību

$$i = i_0 e^{-\gamma t} \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

ja oscilācijas aprakstam lieto viņas strāvas sinusoidālo mainīšanos; te i_0 ir viņas amplitūde, T — periods un γ — dzīšanas koeficients. Vibrators ar lielu γ izdziest ātri; $\gamma = 0$ nozīmē nedziestošas oscilācijas.

Dzišanas iemesli vispirmā kārtā meklējami paša vibratora ķēdē radītā džoula siltumā — viņa omiskā, resp. dzirksteles pretestībā. Šai siltumā pārgājusi enerģija kondensatorā vairs atpakaļ neatgriežas un tālākās oscilācijās vairs dalību neņem. Otrkārt, arī kondensatora dielektriska periodiskā polarizācija un depolarizācija paņem daļu enerģijas, kas ar laiku pārvēršas siltumā (dielektriskā histereze, § 204.). Treškārt — daļa enerģijas pāriet no vibratora uz viņa apkārtni indukcijas ceļā. Tā kā ap viņu ir elektromagnetisks maiņus-lauks, tad visos tānīs konduktors, kuņi šinī laukā atrodas, inducejas strāvas (Foucault

strāvas), kuŗu džoula siltums aprij daļu enerģijas. Tapēc, kaut arī šie konduktori, inducejoši uz vibratoru darbodamies, sūta viņā enerģiju atpakaļ, tomēr atdotā daļa ir mazaka par paņemto.

Kā tālakais enerģijas izkelaidešanās iemesls minama ta radiacija, kuŗu dod katrs vibrators. § 277. jau bija minets, ka maiņus-elektromagnetisks lauks nepaliek viss rašanās vietā, bet izplatās pa visu telpu ar lielu ātrumu. Zinamos gadījumos šī enerģijas aizplūšana var būt tik intensīva, ka vibrators ļoti īsā laikā caur to pazaudē visu savu enerģiju.

Džoula siltumā iztēretā enerģija iet zudumā neproduktīvi, kapēc jārupejas par to, lai vibratora omiskā, resp. dzirksteles pretestība būtu maza. Radiacijā aizejošo enerģiju, turpreti, var izlietot un tagad arvien plašāki sāk izlietot signālu sūtīšanai (radiotelegrafs un telefons). Tapēc vibrators ar intensīvu radiāciju ir ļoti meklēts rīks. Maz, gandrīz nemaz, izstāro noslēgts vibrators, kāds ir zīm. 245. attēlotais kondensatora riņķis. Viņā ossillācijas dziest galvenā kārtā džoula siltuma dēļ. Vaļeja is vibrators, turpreti, visu savu enerģiju izstāro savā apkārtņē kā elektromagnetisko viļņu enerģiju. Sīkaki par to runāsim § 285. Tagad tikai atzīmesim, ka mūsaiķu radiosatīksmes straujam uzplauķumam lielā mērā jāpateīcas F. B r a u n'a m, kuŗš mācījis abus vibratora tipus kombinēt. Izlietojot noslēgto vibratoru kā enerģijas uzkrājeju un tad lieķot šim krājumam īsā laikā pāriet uz vaļejo vibratoru (antenu) un no viņa apkārteajā telpā, ir iespējams raidīt intensīvus elektromagnetiskus laukus lielos tālumos.

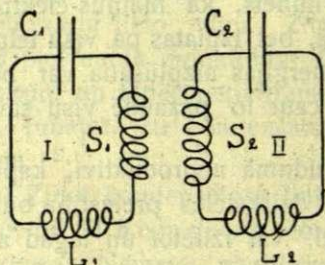
No ta redzams, kādu lielu iespaidu uz kādu vibratoru atstāj viņa tuvumā esoši citi vibratori, resp. konduktori vispāri. Absorbedami ta enerģiju, viņi lieķ tam ātri izdzīst. Bet katram no tiem ir zināma kapacitāte un zināma pašindukcija, tapēc katrs no tiem var elektriski oscillet ar savu īpatneju periodu. Tapēc ne tikai absorbejoši viņi darbojas uz domato vibratoru, bet, uzspieķot tam savas īpatnejas ossillācijas, maina arī viņa periodu.

Šim faktam ir liela teoretiska un praktiska nozīme. Vislabaki viņš izdībināms ar diviem vibratoriem, resp. diviem kondensatoru riņķiem, kas atrodas netālu viens no otra. Katrs ar savu periodu vibredams, viņi viens otru iespaidos, uzspieķot tam savu īpatnību, no kam mainīsies kā viena, tā otra periods. Saka, ka abu vibratoru ossillācijas šādā gadījumā ir saistītas. Kā viegli saprast, saistība ir atkarīga kā no viņu mutuelās indukcijas (§ 267.), tā arī no viņu pašindukcijām. Ja pirmās koeficients ir M , otro koeficienti L_1 un L_2 , tad lielumu

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

sauc par abu vibratoru saistības koeficientu. Kad k ir liels, saistība ir cieša; mazs k nozīmē vaļīgu saistību.

Divi vibratori var būt saistīti induktīvi vai galvaniski jeb tieši. Pirmā gadījumā viņi viens uz otru darbojas induktīvi, būdami viens no otra atdalīti, kā tas redzams zīm. 246. Saistība ir jo ciešāka, jo tuvāki vibratori ir viens otram. Galvaniskā jeb tiešā saistībā abas sistēmas savienotas metaliski. Tādu gadījumu rāda zīmējums 284.

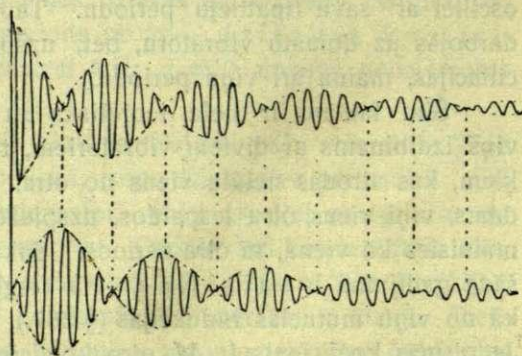


Zīm. 246.
Induktīvā saistība.

Visparīgā gadījumā divu saistītu vibratoru oscilācijas ir stipri komplikētas un jo vairāk, jo ciešāka ir saistība. No sākuma, kad oscilē tikai pirmais, otrais viņa enerģiju absorbē, uzkrādamas to kā inducēto potenci-

ālu diferenci, resp. savu kondensatoru aizlādēdam. Tā pirmais vibrators enerģiju zaudē, otrais iegūst. Bet tanī pat laikā sākas pēdējā izlādēšanās, no kam viņš sāk oscilēt ar savu īpatnejo periodu. Nu viņš zaudē enerģiju, kuŗu pirmais vibrators atgūst atpakaļ. Tā katrs no viņiem ir gan vibrators, gan absorbētājs, līdzī kam pirmā vibratorā no sākuma ielikta enerģija periodiski pendelē no viena vibratora otrā. Tas iespaido kā viena, tā otra īpatnejo periodu. Tapēc abi viņi kopā darbojas kā jauna sistēma ar pavisam citu periodu.

Visvienkāršākais ir tas gadījums, kad abu vibratoru periodi ir vienādi, piem., T_0 . Tad arī enerģijas svārstība starp tiem ir regulārāka. Zīm. 247. rāda viņu oscilāciju grafikas. Kā redzam, regulāru sinusoidu vietā te ir izpūstas un sarautas sinusoidas, pie kam tur, kur pirmā vibratorā sinusoida attēlo amplitudes maksimumu, otrā grafika rāda minimumu; tas atkārtojas ar noteiktu periodicitāti. Tas nozīmē, ka no sākuma, kad vibrē pirmais vibrators, otrais ir vēl mierā, krādams pirmā emitēto enerģiju. Pamazām arī viņš ierosinās, arvien straujāki oscilējot. Kad pirmais jau visu savu enerģiju pazaudejis un



Zīm. 247.
Saistītas oscilācijas.

izdzisis, otrā oscilācijas sasniedz savu intensitātes maksimumu. Tad sāk vibrot atkal pirmais, absorbējot enerģiju no otrā, kas paliek arvien lēnāks un beidzot apstājas. Tad pirmais oscillē visintensīvāki. Tā tas turpinās arvien tālāk, līdz visa dotā enerģija, pamazām izgaismā (džoula siltumā un radiācijā) nepazūd.

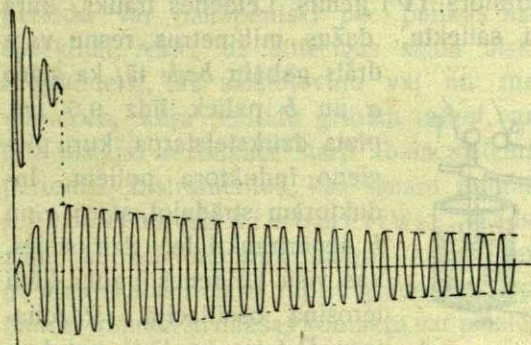
Aplūkojot katra vibratora grafiku separāti, atrodam lielu līdzību starp viņām un I sējumā, zīm. 264. rādīto likni, kas attēlo divu dažādu periodu oscilācijas sunešanos akustikā. Tur šo gadījumu mēs nosaucām par „sitieniem“; tādus dabū liekot, piem., skanēt divam stīgam ar dažādiem periodiem (disonance). No šīs līdzības slēdzam, ka arī katrs no saistītiem elektriskiem vibratoriem oscillē ar diviem periodiem. Tiešam, matemātiskā analīze rāda, ka ja abu vibratoru saistības koeficients ir k un T_0 viņu īpatņējais (brīvais) periods, tad saistītā oscilācijā katram no tiem ir divi periodi

$$T_1 = T_0 \sqrt{1+k} \text{ un } T_2 = T_0 \sqrt{1-k}.$$

Viņi jo vairāk atšķiras viens no otra, jo lielāks ir saistības koeficients.

Kā redzams, elektriskās oscilācijas pilnīgi atgādina mehāniskās un akustiskās. I sējumā zīm. 46. attēlotā divu saistītu penduļu grafika ne ar ko neatšķiras no zīm. 247. grafikas.

Praktiski svarīgs ir tas gadījums, kad abu vibratoru dzišana ir maza un kad viens no viņiem pēkšņi top vibrot nespējīgs tanī brīdī, kad otrs jau sasniedzis savu maksimumu. Tad otrā vibratorā esošā enerģija atpakaļ uz pirmo atiet vairs nevar, kāpēc viņš ir spiests os-



Zīm. 248.
Triešana ierosme.

cillet viens pats ar savu īpatņejo periodu. Tāds gadījums realizējams, ja pirmā vibratora dzirksteli tūlīt pēc viņas rašanās izdzēs, mākslīgi atdzesējot tās ceļu. Tad viņas pretestība top tik liela, ka oscilācijas cauri dzirkstestarpai vairs turpināties nevar. Zīm. 248. rāda šī gadījuma grafiku. Pirmās sistēmas oscilācijas jau pēc dažiem mirkļiem

ir izbeigušās, otrā, turpreti, turpina viņas ar gandrīz paliekošu intensitāti. Tā pirmais vibrators te kalpo kā otrā ierosinātājs. Šādu „trieciena ierosmi“ plaši izlieto radiotelegrafijā, kā par to būs runa § 288.

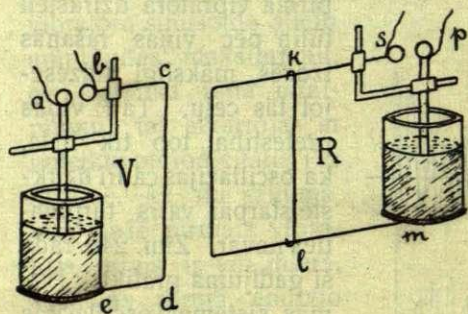
§ 281. Elektriskā rezonance. Rezonance spolēs. Divas elektriski saistītas sistēmas, ja viņu periodi ir vienādi, ir interesantas vēl ar to, ka viņu savstarpējais iespaids ir vislielākais. Ari šinī ziņā ir pilnīga analogija starp viņām un vienādu periodu pendeliem vaj vienādi noskaņotām tonāksām. Oscillēdama otrās taktā, pirmā sistēma īsā laikā sadzen tās amplitudi līdz lielam augstumam, atdodot viņai visu savu enerģiju, tāpat kā taktā kādu mehānisku sistēmu šūpojot (šūpoles), viņas svārstības var sadzīt ļoti augstu. Tapēc ari te lieto to pašu terminoloģiju, apzīmējot divu elektrisku sistēmu saskaņu par elektrisku rezonanci. Ja ta sistēma, kas oscillācijas dod, ir vibratoris jeb oscillatoris, tad oscillācijām atbilstošā sistēma ir rezonators. Kā saprotams, no divām noskaņotām sistēmām katra var būt kā vibratoris, tā rezonators.

Rezonancei nav vajadzīgs, lai abas sistēmas būtu ģeometriski pilnīgi vienādas: no svara te ir tikai viņu periodu vienādums. Tapēc viņas noteikums ir, lai

$$\sqrt{L_1 C_1} = \sqrt{L_2 C_2}, \text{ t. i. } L_1 C_1 = L_2 C_2,$$

ja L_1 un L_2 ir abu sistēmu pašindukciju koeficienti un C_1 un C_2 viņu kapacitātes. No ta redzam, ka divas elektriskas sistēmas var noskaņot rezonancē, mainot vienas vaj otras kapacitāti, pašindukciju vaj abas kopā. Ar to ir dota plaša iespēja iegūt un pētīt dažādu periodu vibrācijas un viņas izlietot praktiskām vajadzībām.

Elektriskā rezonance ērti demonstrējama sek. Lodge'a eksperimentā (zim. 249.). Kā vibratoris (V) ņemts Leidenes trauks, kuŗa klājumi savienoti ar četrstūrī saliektu, dažus milimetrus resnu vaŗa drāts gabalu bcd tā, ka starp a un b paliek līdz $0,5 \text{ cm}$. plata dzirksteļstarpa, kuŗu pievieno induktora poliēm. Induktoram strādājot, starp a un b nepārtraukti lec dzirksteles, kas visu Leidenes trauka ķēdi ierosina oscillācijā. Rezonatoru R taida no tāda pat Leidenes trauka, savienojot viņa klājumus ar drāts četrstūrī un atstājot dzirksteļstarpu sp . Tikai viņa drāts četrstūris ir taisits lielaks un dzirksteļstarpa mazaka kā vibratorā. Bez tam pāri viņa pretejiem sāniem pārņemts viegli šurpu-



Zim. 249.
Lodge'a eksperiments.

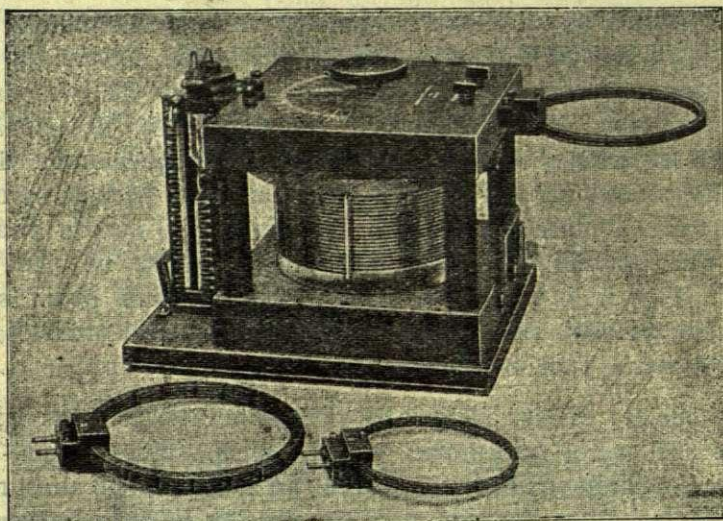
kai viņa drāts četrstūris ir taisits lielaks un dzirksteļstarpa mazaka kā vibratorā. Bez tam pāri viņa pretejiem sāniem pārņemts viegli šurpu-

turpu stumdams drāts tilts *kl* tā, ka četrstūŗa *sklm* lielumu, resp. laukumu un līdz ar to viņa pašindukciju var pēc patikas mainīt. Kad šis tilts ir nostādīts kaut kā nejauši, tad vibratoram darbojoties un rezonatoram no viņa nelielā attālumā esot, nekas nav nomanams. Bet ja tiltu pabīda tā, ka četrstūŗis *sklm* top vienads ar vibratora četrstūŗi *bcde*, starp *sp* tūļiņ parādas dzirkstelīte. Tas nozīmē, ka šīnī brīdī elektrodzīneja spēkī rezonatorā pēkšņi ir kļuŗuši lieli, rezonators atbīld vibratoram: abas sistēmas ir rezonancē. Un tiešam, tā kā abu sistēmu kapacitātes ir (gandrīz) vienādas, tad viņu periodu vienādums atkarājas tikai no pašindukciju vienāduma, bet pēdeŗās savukārt atkarājas no viņu konturu dimensijām. Rezonance te ir diezgan asa, jo dzirkstele starp *sp* tūļiņ pazūŗ, ja liltu drusku pabīda uz vienu vai otru pusi. Viņa ir jo asaka, jo vāŗaka ir saistība starp abām sistēmām, t. i. jo tās tālak stāv viena no otras, un jo mazak dzīestošas ir pašas oscilācijas. Tam ir liela praktiska nozīme (§ 288.).

Ja rezonatora dzirkstestarpas *sp* vietā būtu ieslēŗts kāds instruments, kas spēŗ mēŗot maiņstrāŗas efektu, piem., jūtīgs siltumampermetrs, radiomikrometrs (§ 232.) vai taml., arī ar viņu varētu atrast rezonatorā esošās enerŗģijas daudzumu un tās atkarību no viņa frekvences, resp. viņa un vibratora frekvenču attiecības. Kā no sacītā redzams, enerŗģija rezonatorā vislielāka būs rezonances gadījumā, kad viņa un vibratora periodu attiecība ir 1.

Šis princips ir likts oscilāciju perioda, resp. frekvences mēŗošanas pamatā. Ja mūsu rīcībā ir kāds vibrators, resp. rezonators, kuŗa periodu var pakāpeniski pēc patikas mainīt un kuŗā katrā brīdī to aprēķināt, resp. uz attiecīgas skāla atskaitīt (ja rezonators iepriekš ir graduets), tad saistot viņu vai nu induktīvi, vai galvaniski ar to vibratoru, kuŗa periodu gribam mēŗot, un mainot viņa pašā periodu, līdz iestāŗjas rezonance starp abām sistēmām, tieši var dabūt mēŗojamo periodu. Instrumentus, kas šādam nolūkam kalpo, sauc frekvencmēŗotājus jeb kimometrus. Tāds redzams zīm. 250. Tas ir zīm. 36. attēlotā tipa maiņus-kondensators, kuŗa plātņu stāvokli var uz viņa skālas nolāsīt vai nu grados vai kapacitātes vienībās. Paraleli viņam ar vienkāršu dakšas kontaktu var pieslēŗt dažāda lieluma izoletas drāts tinumus ar jau iepriekš atrastu pašindukciju. Rezonances maksimuma novēŗošanai kreisā kimometra pusē piestiprināts neliels gāzes (gaisa) termometrs, kuŗa vienā kājā ietāsīta tieva platīna drāts spirāle; spirāle ieslēŗta kondensatora un pašindukcijas ķēdē. Atkarībā no ķēdē oscillejošās strāŗas intensitātes spirāle vairak vai mazak sakarst, sasilidama ap sevi termometra gaisu. Novietojot nu pēŗtamo vibratoru

kimometra tuvumā (saistot abus induktīvi) un griežot kondensatoru tik ilgi uz vienu vai otru pusi, kamēr termometrs nerāda maksimālo temperatūru, dabū rezonances kapacitāti un līdz ar to rezonances frek-



Zīm. 250.
Kimometrs.

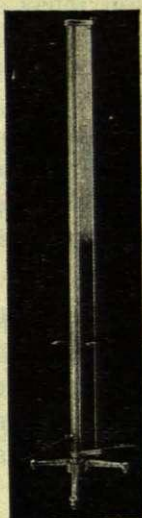
venci. Jaunakos kimometros gaisa termometra vietā viņa ķēdē ieslēdz jūtīgu termoelementu (bolometru, § 286.) vai stikla stobru ar retinātu gazi, kuŗa rezonances gadījumā, kad ķēdē ir augstas potenciālu differences, gaiši iemirdzas.

Kimometra diapazonu var vēl paplašināt, ja konstantu pašindukciju vietā ņem pakāpeniski maināmu pašindukciju, tā saucamo pašindukcijas variometru. Viņā ar ebonīta skrūves palīdzību var kondensatora ķēdē ieslēgt lielāku vai mazāku drāts tinumu skaitu, kuŗu pašindukcija ir atskaitāma uz pašindukcijas vienībās graduētas skalas.

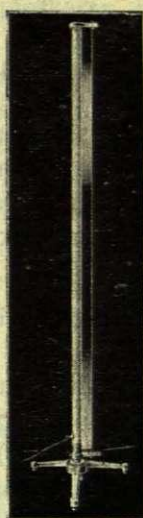
Praktiski visai svarīgs ir spoļu rezonances gadījums. Drāts spoļem, kādas parasti lieto elektrotehnikā (transformatoros), arī piemīt zināma kapacitāte un pašindukcija, tā tad arī viņas var būt kā vibratora, resp. rezonatora. Gan viņas tādā veidā pieder pie vaļējā vibratora tipa. Bet katrai no tām ir noteikts periods, un viņas var tāpat saistīt ar noslēgtiem vibratoriem, kā visus citus rezonatorus. Rezonances gadījumā viņās inducējas ļoti augsti spraugumi, sevišķi viņu galos. Šie spraugumi dažreiz kļūst tik lieli, ka gaisa kā izolators vairs neiztur un elektriskie lādiņi no spoles galiem kā gaŗas, tumsā iesarka-

ni mirdzošas bārkstas, aiziet projam. Bet tas ir tā tikai rezonances gadījumā, kad spoles īpatnejais periods ir vienads ar ta vibratora periodu, ar kuŗu viņa vaj nu induktivi, vaj tieši saistita.

Ērti rezonance spolēs novērojama sek. Seib't'a eksperimentā. Zīm. 251. rāda gaŗu (1,5—2 m), uz stikla caurules uztitu tievas drāts



Zīm. 251.



Zīm. 252.



Zīm. 253.

spoli, kuŗai blakus pa viņas gaŗumu nostiepta ar zemi savienota drāts. Spole tieši saistita ar augstas frekvences vibratoru, kuŗa periodu var plašās robežās mainit. Kad spole ar vibratoru ir rezonancē, viņas augšējā galā parādas mirdzošas bārkstas. Tās ir tie ceļi, pa kuŗiem elektrība grib no spoles aiziet. Tā kā nu spolei tuvu ir ar zemi savienota drāts, tad šie ceļi tūliņ noliecas uz drāts pusi un piesienas viņai. Tā starp spoli un drāti viņas augšgalā rodas gaišs, tumšā labi saredzams mirdzums. Bet arī te mirdzums ir novērojams tikai rezonances gadījumā.

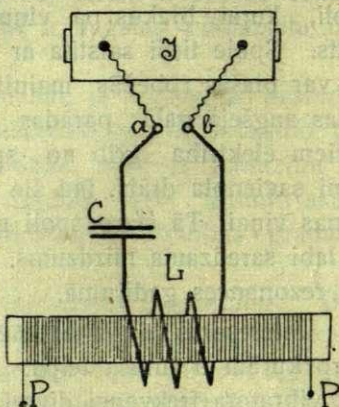
Interesants ir zīm. 252. Viņā mirdzums redzams divās vietās, starp kuŗām ir tumša telpa. Tas dabūts ar iepriekšējo spoli, paaugstinot vibratora frekvenci divreiz; tā tad arī spole oscillē ar divreiz īsaku periodu. Tas atgādina stīgas vibrešanu akustikā: arī ta var vibret vaj nu ar visu savu gaŗumu (pamatperiodu), vaj ar katru savu pusi, tā tad divreiz īsaku periodu. Zīm. 253. rāda spoli ar 3 mirdzumiem, kas stāv regulāros atstātumos viens no otra. Tie rodas viņai ar trešdaļas periodu vibrejot. Var dabūt arī četrus un piecus mirdzumus pa

spoles gaļumu. Tas stāv ciešā sakarā ar elektriskā potenciāla sadalīšanos pa vaļēja vibratora (rezonatora) gaļumu, kā par to vēl būs runa § 288. Tāpat kā akustiskā toņus, kas div-, trīs- u. t. t. kārtīgi augstaki par pamattoni, sauc par harmoniskiem jeb virstoņiem, tāpat arī ar Seib'ta spolem dabūtās oscillācijas var saukt par viņu pamatoscillāciju harmoniskām oscillācijām. Vibrāciju tehnikā to studēšanai ir liela loma.

§ 282. Tesla transformators. Tesla strāvas. Kondensatora riņķī cirkulejošās strāvas ir augstas frekvences strāvas. § 279. jau bija minēts, ka attiecīgi samazinot C un L , var dabūt oscillācijas ar periodu līdz 10^{-6} sec un vēl mazāk. L un C parasti samazina, ņemot vibratoru ar mazām dimensijām. Augstas frekvences strāvam piemīt daudz interesantu un praktiski svarīgu īpašību; tapēc šinī § dažas no viņām aprakstīsim.

Vispirms mināma šo strāvu vieglā un ērtā transformēšanās iespēja. Augstās frekvences, resp. biežās strāvas virziena mainīšanās dēļ ir iespējams sasniegt ļoti augstus potenciālus — vairākus simtus kilovoltu. Pirmais šo viņu īpašību praksē izlietojis amerikāņu elektrotehniķis N. Tesla (pēc dzimuma kroats), kapēc arī parasti augstas frekvences augsta spraiguma strāvas sauc par Tesla strāvam.

Zīm. 254. rāda Tesla transformatora schemu. J ir induktors, kas pa dzirkstelstarpu ab ierosina kondensatora ķēdi $aCLb$ augstas frekvences oscillācijās. L ir no resnas vaļa drāts nedaudziem (3 — 5) tinumiem. Šo pedējo iekšpusē ir gaļa, uz papes vaj stikla caurules uzlīta tievas drāts spole PP — transformatora sekundārā spole. Kondensatora ķēdei vibrojot, spolē PP inducējas Tesla strāvas. Kad C un L ir pietiekoši mazi, primārās transformatora ķēdes frekvence var sniegties pat līdz 10^{-8} sekundē, kapēc PP galos rodas visai augsti spraigumi, sevišķi tad, ja primārā un sekundārā sistēmas ir noskaņotas rezonancē. Tad PP galos redzamas gaļas bārkstas un no viņiem izdabujamas dzirksteles, kas dažos gadījumos sniedzas pāri metram. Līdz ar to transformatora tuvumā sajūtama stipra ozona smaka, viņa apkārtnē, pat lielā atstātumā novietots trauks ar retinātu gāzi gaiši mirdz, (arī tad, ja tanī nav nekādu elektrodu).



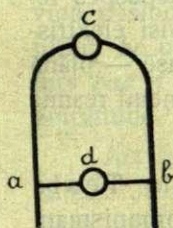
Zīm. 254.
Tesla transformators.

Visapbrīnojamākās tomēr ir T e s l a strāvu fizioloģiskās īpašības. Desmitiem centimetru gaŗas dzirksteles no viņa transformatora poliem varam bez jebkādas nepatīkamas sajūtas laist savam ķermenim cauri. Ja vienā rokā tur stikla stobru ar retinātu gazi un ar otru pieskaŗas transformatora sekundārās spoles polam, gaze stobrā gaiši mirdz. Tas pats notiek, ja rokās sadodas vairak cilvēku un ja šis ķēdes pirmais loceklis pieskaŗas polam un pēdejaiss tur stobru; gaze stobrā mirdz, bet paši ķēdes locekļi neko nemana. Tikai pirmajam no viņiem jāŗūpejas par to, lai viņa rokas pieskaŗšanās polam būtu pēc iespējas laba, jo slikta kontakta gadījumā viņš var dabūt apdeguma brūces. Vislabākā pieskaŗšanās iznāk, ja polam skaŗas klāt ne ar roku, bet sauŗā labi saņemtū metala gabalu. Tāpat šādā cilvēku ķēdē var ieslēgt kādū zema voltaŗa kvēllampu: pirmajam un pēdejam loceklim transformatora poliem pieskaŗoties, lampa gaiši iekvēlas. Ja šādus eksperimentus gribetu taisīt ar tik pat augsta spraiŗuma zemas frekvences strāvam, sekas būtu, bez šaubam, nāvīgas.

§ 273. bija rādīts, ka maiņstrāvas vadam, līdzas omiskai pretestībai, ir vēl induktīvā pretestība. Visa kopejā pretestība ir

$$R = \sqrt{R_0^2 + \omega^2 L^2} = \sqrt{R_0^2 + 4^2 \pi^2 \nu^2 L^2},$$

ja R_0 ir omiskā pretestība, $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$, ν — frekvence un L — pašindukcijas koeficients. Tapēc, ņemot vērā visai augsto T e s l a strāvu frekvenci ν , sagaidams, ka viņas visur savā ceļā sastaps lielu (induktīvo) pretestību. Novērojumi to arī pilnā mērā apstiprina. Zīm.



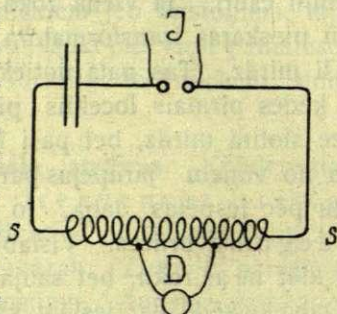
Zīm. 255.
Induktīvā
pretestība.

255. schematiski rāda no r e s n a s vaŗa drāts iztaisītu likumu ar lampu c . Šķērsam viņam iet tievs vads ab ar lielu pretestību; arī viņā ir tāda pat lampa d . Ja likuma galus pievieno līdzstrāvas vaj parastās frekvences maiņstrāvas avotam, kvēlo galvenā kārtā lampa c , jo ceļa acb pretestība ir daudz zemaka kā ceļa adb pretestība. Bet ja ar šo likumu noslēdz T e s l a transformatoru, kvēlo tikai lampa d : augstās frekvences dēļ niecīgais izliekums acb te dod jau tik lielu induktīvo pretestību, ka ta pilnīgi pārsniedz omisko pretestību diferenci starp acb un adb .

Otru interesantu gadījumu schematiski rāda zīm. 256. Kondensatora riņķī ieslēgta kailas drāts spole ss . Katram tās tinumam ir

liela induktīva pretestība, tapēc viņas visa pretestība ir liela un līdz ar to viņas galos pieliktā potenciāla kritums katrā tinumā liels. Tapēc, ja kaut arī tikai dažus no šiem tinumiem ieslēdz parastās 110-voltu kvēllampas *D* ķēdē, lampa gaiši kvēlo. Tā kā spoles drāts ir diezgan resna (ap 1—2 mm) un no labi vadoša materiala (vaŗa), tad lai viņā tik lielu potenciāla kritumu sasniegtu ar līdzstrāvu, būtu jālieto tik intensīvas strāvas, ka pati drāts vienā mirklī izkustu.

Ar augstu frekvenču strāvam, viņu lielās induktances dēļ, jo sevišķi labi novērojama visām maiņstrāvam raksturīgā īpašība — tā sauktais *skin*-efekts. Ar to saprot parādību, ka maiņstrāva jo mazāk iespiežas vadā, bet vairāk plūst pa tā virsmu, jo viņas frekvence augstāka (*skin* = āda). Tapēc *Tesla* strāvu gadījumā vada pretestība ir ne no viņa šķērsriezuma laukuma, bet gan virsmas lieluma atkarīga: vada pretestība ir viena un tā pati, vaj viņš ir masīvs, vaj vidū tukšs (caurule).



Zīm. 256.

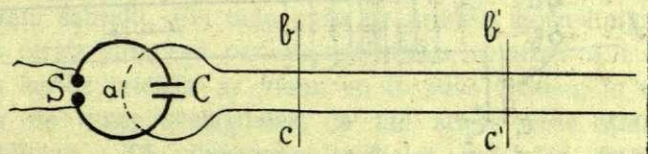
Skin-efekta izskaidrojums, domājams, meklejams faktā, ka elektriskais lauks, un līdz ar viņu tā nestā enerģija, arī metalā iet uz priekšu (iespiežas) ar galīgu ātrumu. Ja *Farada*'s ieskats ir pareizs, ka elektrisko parādību šūpulis un nesejs ir ne metāls, bet viņa apkārtnē, resp. elektriskais lauks ap viņu, tad maiņstrāvas gadījumā šī lauka enerģija periodiski svaidas no apkārtnes metalā un no metāla apkārtnē. Lai viņa varetu metalā iesūkties pietiekoši dziļi, vajadzīgs zināms laiks. Bet ja nu strāvas (lauka) maiņas periods ir par šo vajadzīgo laiku īsāks, tad lauks līdz metāla (vada) vidum nepaspēs iespiesties un jo mazāk, jo īsāks ir maiņas periods. Tapēc visi elektriskie (strāvas) procesi galvenā kārtā norisināsies vada virspusē — plānā virsmas slānī. Šādos gadījumos strāvas vadišanai izdevīgi ņemt resnus un tukšus vadus (caurules).

Ar *skin*-efektu mēģina izskaidrot arī nupat aprakstīto *Tesla* strāvu fizioloģiskās īpašības. Viņu nekaitīgumu cilvēka organismam domā ceļamies no tam, ka viņas izplatās pa ķermeņa virsmu, neiespiežoties miesas audos. Bet šāds izskaidrojums tomēr nav īstais, jo izrādās, ka pats pēdejs apgalvojums nav pareizs: *Tesla* strāvas iet arī dziļumā, ko medicīnā mēģina izlietot kā ārstniecības līdzekli. Tapēc domājams, ka viņu brīnišķīgo fizioloģisko īpašību cēlonis drīzāk meklejams fizioloģijā, nekā fizikā.

Ar *Tesla* strāvam jo sevišķi labi novērojama pag. § aprakstītā rezonance spolēs. Tam nolūkam viņa transformatora primārā spolē ieslēdz mainamu kapacitāti vaj pašindukciju, novērojamo spoli tieši saistot ar sekundāro. Tad *Seibt'a* eksperimentā sprauguma maksimumu sadalījumu pa spoles gaļumu viegli var konstatēt un demonstrēt ar stikla stobru ar retinātu gazi.

§ 283. Viļņi drātīs. Stāvviļņi. Elektromagnetiskās oscillācijas var rasties kuļā katrā vadu sistemā. Pag. § bija runa par oscillācijām gaļās spolēs, kuļas šā vaj tā saistītas ar kādu vibratoru. Viņās interesants ir potenciāla sadalījums pa to gaļumu. Daudz vienkāršakas vēl ir taisna vada, piem., kāda drāts gabala oscillācijas, kuļš induktīvi vaj tieši pievienots vibratoram. Šīm oscillācijām ir liela loma praksē, piem., radiotēnikā, un arī teorijai viņas daudz ko dod; tapēc te tās aprakstīsim tuvāki.

• Vispirms domasīm zīm. 257. rādīto schemu. *SC* ir vibratoris ar noteiktu periodu T_0 . Daļus centimetrus virs viņa novietota gaļas



Zīm. 257.
Viļņi drātīs.

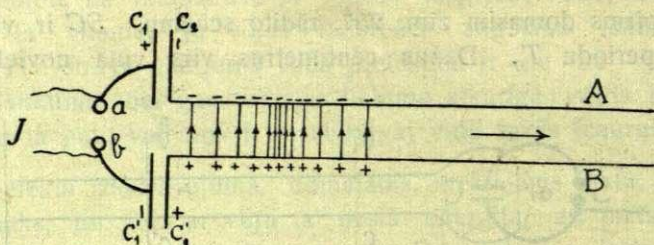
drāts cilpa $b'bcc'$, kuļas gali tālak stiepjas kā paralelas drātīs. Pāri viņām pārņemts tiltiņš bc , kas norobežo noslēgtu kontūru bac . Vibratoram darbā esot kontūrā rodas oscillācijas, kuļu periodu nosaka viņa pašindukcija un kapacitāte, resp. tā dimensijas. Tapēc stumdot tiltiņu bc uz vienu vaj otru pusi, var atrast tādu viņa vietu, kad kontūrs bac ir rezonancē ar vibratoru. Tad viņa oscillācijām ir maksimālā amplitude.

Aiz tilta bc nu noliksīm otru $b'c'$. Tad arī kontūrs $b'bcc'$ oscillēs. Ja viņa dimensijas būs vienādas ar bac dimensijām, viņa periods būs vienāds ar bac periodu un caur viņu ar pašu vibratora periodu T_0 . Ar trešo tiltu $b''c''$ varesim norobežot trešo kontūru ar periodu T_0 , u. t. t. Tā paralelās drātīs varesim sadalīt atsevišķos kontūros, kuļi visi vibres ar vienu un to pašu vibratora SC periodu T_0 .

Nu domasīm otrādi: kādu no tiltiem, piem., bc noņemsīm. Tad kontūri bac un $b'bcc'$ dos kopeju kontūru $b'ac'$ ar divreiz lielākām dimensijām, tā tad ar divreiz lielāku pašindukciju un kapacitāti

kā katrs atsevišķi; tapēc $b'ac'$ periods arī būs divreiz lielaks $T=2T_0$. Bet līdzas šim periodam kontūrā būs sastopama arī viņa puse — t. i. T_0 . Kad būs noņemts otrais tilts $b'c'$, dabūtā kopejā kontūra periods pieaugs trīskārtīgi līdz $T=3T_0$. Bet atkal — arī periodi $2T_0$ un T_0 viņā būs sastopami. Ja visus tiltus domasim noņemtus, un ja paralelo drāšu gaņums būs kontūra bac gaņuma daudzkārtnis, tad visu drāšu sistema vibres ar periodu, kas būs kaut kāds perioda T_0 daudzkārtnis $T=nT_0$. Bet līdzas šim periodam tur būs sastopami arī zemākie daudzkārtņi $(n-1)T_0, \dots, 3T_0, 2T_0, T_0$. Tā arī bez tiltiem paralelās drātes vibres ar vibratora SC periodu un viņa daudzkārtņiem.

Ta tuvakai noskaidrošanai ļoti noderīga sekošā, Lecher'a vārdā pazīstamā schema (zīm. 258.). J ir induktors, ab — dzirkstēlstarpa, kuņai pievienoti divu kondensatoru C, C' iekšējie vaj ārejie



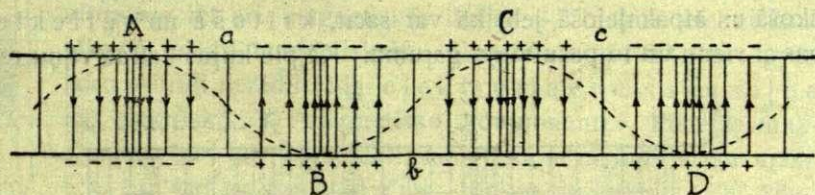
Zīm. 258.
Lecher'a sistema.

klājumi. No otriem klājumiem iet paralelas drātes, kuņas domasim ļoti (bezgalīgi) gaņas. Induktora ierosinats, kondensatora riņķis $abCC'$ vibre ar savu noteiktu periodu T_0 . Sekosim visas sistēmas elektriskajam stāvoklim sākot ar to brīdi, kad klājuma C_1 potenciāls, no 0 sākot, pieaug pozitīvā virzienā, klājuma C'_1 potenciāls, turpreti, negatīvā. Tad klājuma C_2 potenciāls kļūst negatīvs, klājuma C'_2 potenciāls pozitīvs. Tas nozīmē, ka uz C_2 rodas negatīvi, uz C'_2 pozitīvi lādiņi. Tā tas turpinas visu perioda pirmo ceturksni. Censdamies viens no otra attālināties, šie lādiņi viens pēc otra aiziet paralelās drātes — pozitīvie vienā, negatīvie otrā. Bet starp šiem lādiņiem ir spēka līnijas (zīm. 258.), no pozitīviem uz negatīviem vērstas. Tā starp drātim rodas vesela spēka līniju sistema, kas ar zinamu ātrumu iet pa viņām uz priekšu. Jo intensīvāks kļūst elektriskais lauks starp C_1 un C_2 , resp. jo vairāk kondensatori C un C' aizlādejas, jo vairāk līniju plūst drāšu sistemā. Perioda pirmā ceturkšņa beigās, kad kondensatoru potenciāli sasniegnši maksimālo vērtību, spēka līniju plūsma, resp. viņu blīvums ir vislielākais. Bet tad, ar

otrā ceturkšņa sākumu, liniju (lādiņu) skaits sāk samazināties. Tapēc tagad linijas, drātīs ieiedamas, kļūst arvien retākas, līdz beidzot, pirmās perioda puses beigās, viņu plūsma apstājas. Ar to ir noslēgts puscikla; līdz ar to paralelās drātīs ir iegājusi spēka liniju sistema, kuņas sākumā un beigās linijas stāv reti, bet vidū — blīvi.

Šinī brīdī sākas kondensatoru C, C' pārlādešanās. Ar trešo perioda ceturksni klājums C_1 kļūst negatīvs, klājums C_1' — pozitīvs. Tapēc nu apakšējā drātī plūst negatīvie, augšējā — pozitīvie lādiņi, un spēku liniju virziens starp drātīm mainas uz preteju. Potencialu diferencei starp C_1 un C_1' arvien vairāk pieņemoties, drātīs ejošo liniju blīvums arvien pieņemas, līdz ceturajā perioda ceturkšņa sākumam, kad viņu skaits atkal sāk samazināties. Tā arī perioda otrā pusē drātīs ieiet spēka liniju sistema, kuņas sākumā un beigās liniju blīvums ir mazs, vidū — liels; bet šinī sistemā liniju virziens ir pretejs pirmā pusperioda dotās sistēmas liniju virzienam.

Abas šīs sistēmas, neatkarīgi viena no otras, staidzas pa paralelo drāžu starpu ar zinamu ātrumu projam, meklēdamas kādu vadošu tiltu, kuņā lai varetu sabrukt. Bet tādu pašu uz priekšu ejošu liniju dubultsistēmu dos otrais vibratora periods, tad trešais, ceturtais u. t. t. Visas šīs sistēmas ies uz priekšu ar vienu un to pašu ātrumu, jo ne ar ko viņas viena no otras neatšķirsies, tā tad sekos viena otrai pilnīgi noteiktā attālumā. Tā vibratoram oscilējot, paralelās drātīs rāsies stacionāra elektrisko spēku liniju plūsma.



Zīm. 259.

Stacionāri viļņi drātīs.

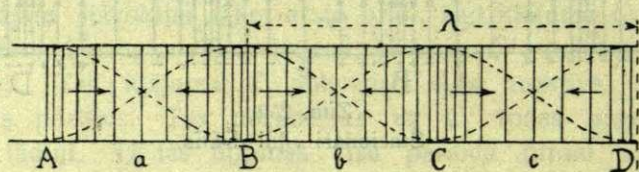
Zīm. 259. dod viņas schematisku attēlu. Viņš atgādina stabules schemu, kuņas vienā galā vibrē tās mēle: stabulē rodas plūstoši gaisa sabiezējumi un retinājumi, kas noteiktos atstātumos seko viens otram, dodot tās galā dzirdamu skaņu — toni. Mēs sakām, ka stabulē rodas akustiski viļņi. Šis analogijas dēļ tad saka, ka arī Lecher'a paralelās drātīs plūst viļņi, tikai elektriski viļņi. Raustītā linija zīm. 259. dod šo viļņu grafiku. Punktos $A, B, C, D \dots$ spēka linijas guļ visciešāki kopā; te lauka intensitāte starp drātīm ir vislielākā.

Punktos $a, b, c, d \dots$ liniju blīvums ir vismazākais; te lauka intensitāte ir vāja, resp. 0. Starp viņiem intensitāte nepārtraukti mainas notekta maksimuma un minimuma robežās. No A līdz C , no B līdz D etc, tāpat no a līdz c u. t. t. lauka intensitātes maiņa noslēdz vienu periodu. Šie atstātumi ir tie, kuņus spēka linijas, t. i. vilnis noiet viena perioda laikā; tapēc viņus var saukt par elektrisko viļņu gaņumu.

Viļņu gaņums λ ir noteiktā kārtā saistīts ar viņa izplatīšanās ātrumu c drātis un viļņa ieplūšanas ātrumu. Pēdejo nosaka vibratora periods T : jo pēdejais lielaks, jo lēnaki lādiņi drātis ieplūst; tapēc pie dotā izplatīšanās ātruma c spēka liniju sistēmas paspēj tālak viena no otras aiziet: vilnis ir gaņaks. Un otradi: jo lielaks, pie noteikta perioda T , ir ātrums c , jo tālak liniju sistēmas paspēj atiet viena no otras — jo gaņaks ir vilnis. Tapēc var rakstīt

$$\lambda = cT.$$

Stacionaro viļņu ķēde paralelās drātis šāda vienpusīga ir tad, ja drātis ir bezgalīgi gaņas. Ja viņas kaut kur beidzas, piem., kādā izolatorā, tad tur nonākušas, tās tālak iet vairs nevar un apstājas. Te lādiņi un spēka linijas uzkrājas. Bet nu spēka linijas ir ne tikai iestieptas; ari sāniski viņas spiež viena uz otru (§ 193.). Tapēc viņu uzkrāšanās drāšu galos var turpinaties tikai līdz zinamam brīdim, kad iesākas viņu atpakaļplūšana uz vibratora galu. Kā viegli saprast, tas notiks tādā pat ritmā un ar to pašu ātrumu, kādā linijas no vibratora nāk. Tā paralelās drātis rodas divas viļņu sistēmas: nākošā un atpakaļejošā jeb, kā var sacit, krītošā un reflektētā, abas ar vienu un to pašu viļņu gaņumu. Kā pie kuņas katras viļņu reflek-



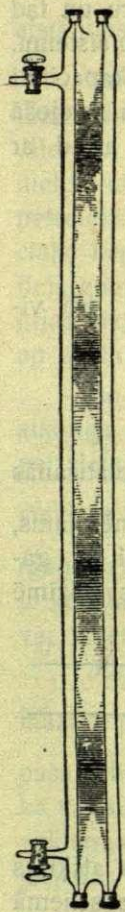
Zīm. 260.

Elektriskie stāvviļņi.

sijas, tā ari te starp abam sistēmam rodas fazu diference 180° , resp. $\frac{\lambda}{2}$ (I, § 167.). Interferedamas, šīs sistēmas dod vienu kopeju stāvviļņu sistēmu, kā tas redzams zīm. 260.

Šie stāvviļņi ir analogiski akustiskiem, resp. mechaniskiem stāvviļņiem, par kujiem bija runa I, § 168., zīm. 236. Punktos $A, B, C \dots$

elektriskā lauka intensitate starp drātim ir vislielākā. Te atrodas elektriskā lauka blīzumi. Starppunktos $a, b, c \dots$, turpreti, lauka intensitate ir 0; te ir mezgli. Mezglos eteŗa deformācijas ir izlīdzinājušās, blīzumos viŗas ir maksimalās. Tapēc potencialu difference starp drātim mezglos ir 0, blīzumos, turpreti, maksimalā.



Zīm. 261.
Arons'a
stobrs.

Stāvviļņu mezglu un blīzumu vietas var viegli atrast. Visērtāki tas panākams ar isiem stikla stobriņiem ar retinātu gāzi. Kā redzesim pēcnākošā nodalījumā, ja šāda stobra galos ir pietiekoši augsta potencialu difference, retinātā gāze viŗā mirdz ar viŗai īpatneju gaismu. Tapēc, stumdot pāri drātim pārliktu šādu stobru pa viŗu gaŗumu, dabujam vietas, kuŗās gāze viŗā iemirdzas (blīzumi) un nodziest (mezgli).

Ļoti skaisti elektriskie stāvviļņi novērojami tad, ja pašas paralelās drātis novieto telpā ar retinātu gāzi. Tas panākts zīm. 261. redzamā Arons'a eksperimentā. Izpumpejot no stobra gaisu un lietojot viŗā ievilktais drātis kā Lecher'a paralelo sistemu, pa viŗu gaŗumu var novērot skaisti norobeŗotus stāvviļņus.

Runājot par elektriskiem viļņiem drātis, tomēr nav jāaizmirst, ka te ir darišana ar periodisku maiņus - elektrisku lauku, kuŗu vienmēr apņem maiņus - magnetiskais lauks. Blakus elektriskām spēka līnijām pa paralelām drātim no vibratora iet arī magnetiskās līnijas — blakus elektriskam vilnim iet arī magnetiskais. Skatoties zīm. 241., nav grūti ikuŗu brīdi uzrādīt šāda elektromagnetiskā viļņa kā elektrisko, tā magnetisko komponenti. Pēdeŗās maksimums būs tur, kur elektriskais vektors mainas visstraujāki, t. i. tur, kur mainas viŗa zīme. Stāvviļņu sistēmā (zīm. 260.) tas ir mezglos $a, b, c \dots$; bultas viŗā norāda elektriskās enerģijas pārvēršanos magnetiskā.

Kā redzam, elektromagnetiskie viļņi drātis nav nekas cits, kā periodiska elektromagnetiska lauka izplatīšanās. Šī lauka maiņas periodu nosaka drāšu galā novietotā vibratora periods. Kā tāds viŗš nes sev līdz noteiktu enerģiju, kas periodiski parādas gan kā elektriskā, gan kā magnetiskā. Tā elektriskos viļņus paralelās drātis var uzlūkot arī kā elektromagnetiskās enerģijas viļņus: vienā drāšu sistēmas galā ritmiski ieplūsdama, šī enerģija kā periodiski mainošos impulsu ķēde iet pa viŗām ar zināmu ātrumu c uz priekšu.

§ 284. Elektrisko viļņu izplatīšanās ātrums. Dielektriskās konstantes mērošana. No pag. § uzrakstītā sakara starp vibratora periodu T , viļņa garumu λ un izplatīšanās ātrumu c var atrast ikkuŗu no šiem lielumiem, ja divi no viņiem ir zināmi. Principiēli ļoti svarīgs ir lielums c . Viņa atrašanai var ņemt noteikta perioda vibratoru un tad viļņa garuma mērošanai lietot pag. § aprakstīto paralelo drāšu sistemu. Periodu T dabū vaj nu zinot vibratora pašindukciju un kapacitāti L un C , vaj arī kā citādi, piem., analizējot viņa dzirksteli rotejošā spogulī (§ 279.). Pusviļņa atstātumā stāvošos blīzumus atrod ar evakuēta stobra palīdzību. Tad

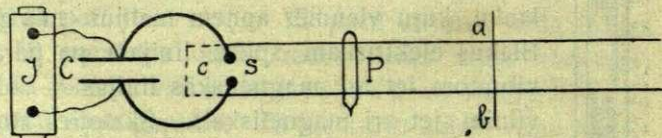
$$c = \frac{\lambda}{T}.$$

Tā dabūtie skaitļi ir visai lieli, visi ar faktoru $10^{10} \frac{cm}{sec}$. Kā vi-dejais no daudziem mērijumiem ir

$$c = 3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec},$$

t. i. $300000 \frac{km}{sec}$. Kā zināms, tāds pat ir arī gaismas izplatīšanās ātrums vakuumā. Viņš rāda, ka lai λ būtu eksperimentāli izmērojams, periodam T jābūt ļoti mazam. Praksē ērti ir mērojami viļņi ar ga-ŗumu 50—200 cm, kas atbilst periodam $2—7 \cdot 10^{-9}$. Tas nozīmē vibratoru ar ļoti mazām dimen-sijām.

Viļņu gaŗu-ma mērošanai praksē ļoti bieži lieto zīm. 262.



Zīm. 262.

Blondlot vibrators.

redzamo Blondlot schemu. No Lecher'a schemas viņa atšķirās tikai ar paralelo drāšu un vibratora saistības veidu: Lecher'a schemā saistība ir elektriska, Blondlot — induktīva. Ļoti īsu viļņu dabū-šanai kondensatoru C var pavisam atņemt, pašu vibratoru (dzirksteļ-starpu) s pievienojot Tesla transformatora sekundārai spolei. ab ir pāri drātim pārņemts drāts tilts, kuŗš kalpo drāti ieplūstošās enerģijas norobežošanai. Stumdot viņu uz priekšu vaj atpakaļ, viņa norobežoto konturu (zīmējumā pa kreisi) var dabūt rezonancē ar vibratoru. Tad retinātā gaze stikla stobrā P mirdz visgaišāki. Pie ab un otrā (kreisā) kontura galā ir elektriskā lauka mezgli, vidū — blīzums. Ja konden-sators C ir maiņus-kondensators, kāds attēlots, piem., zīm. 36., tad vibratora periodu un viļņu gaŗumu drātīs var ērti un pakāpeniski mainīt.

Pārvietojot tiltu ab tikmēr, kamēr stobrs P nedod mirdzuma maksimumu, katreiz tieši centimetros izmēro pusviļņa gaņumu kā atstātumu starp ab un drāšu cilpas sākumu c virs vibratora. Ja šis sākums drāšu saliekumu dēļ nav precīzi nosakams, var lietot vēl otro tiltu $a'b'$; atstātums starp ab un $a'b'$ tad ir taisni $\frac{\lambda}{2}$.

Lai vibratorā uzkrātu jo lielākus enerģijas daudzumus un tā viļņus drātis dabūtu jo spēcīgākus, ir izdevīgi dzirkstelstarpas s potenciālu diferenci turet cik spējams lielu. To panāk, novietojot viņu kādā dielektriskā šķidrumā ar lielu dielektrisku izturību (§ 203.), piem., petrolejā. Tad šīs izturības pārvarešanai vajadzīgs ļoti augsts potenciāls, kapēc vibratora izlādešanās iesākas tikai tad, kad viņā uzkrājies liels enerģijas daudzums (lādiņš \times potenciāls). Ari nelietderīgu enerģijas aizplūšanu no vibratora tas kavē, jo petrolejā nekādas bārkstas ap asumiem nerodas, kā tas notiek gaisā.

Īso elektrisko viļņu izplatīšanās ātrums gar paralelām drātim ir atkarīgs no tās (dielektriskās) apkārtnes, kuļā drātis atrodas (vakuums, petroleja, gaiss, parafins), bet pilnīgi neatkarīgs no T . Visāšaki viļņi steidzas vakuumā — ar augšā mineto ātrumu $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}$, tāpat (gandrīz) gaisā un citās gazēs. Bet noteiktā apvidū izplatīšanās ātrums ir konstants lielums. Tapēc ari Lecher'a, resp. Blondlot sistemu var izlietot kā viļņu, resp. frekvences mērotāju — kimometru.

Materielā apvidū, kuļā dielektriskā konstante ir lielāka par 1, c ir mazāks par $3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}$. Tas nozīmē, ka šajos apvidos viena un ta paša vibratora dotais elektromagnetiskais lauks izplatās ar īsāku vilni kā vakuumā. Te viena perioda laikā lauks nepaspēj aiziet tik tālu, cik vakuumā, kas liecina, ka materielās vielas (elektriskā) struktūra viņā ieejošos elektriskos viļņus šā vaj tā deformē.

Optikā ir pazīstams fakts, ka gaisma materielā apvidū iet lēnāki kā vakuumā, un jo lēnāki, jo lielāka ir šī apvidus dielektriskā konstante un magnetiskā permeabilitate. Maxwell's ar savu elektromagnetisko gaismas teoriju ir rādījis, ka visos gadījumos ir vietā sakars

$$c = \frac{1}{\sqrt{K\mu}}.$$

Nemot vērā, ka dielektriķiem μ ir ļoti tuvs 1, to var rakstīt

$$c = \frac{1}{\sqrt{K}}.$$

Bet nu eskperimenti rāda, ka tāds pat sakars ir arī starp elektromagnetisko viļņu izplatīšanās ātrumu gar drātim un šis drātis apņemošā apvidus dielektrisko konstanti. Tas rāda, ka starp gaismu un elektromagnetiskiem viļņiem ir tuva radniecība.

Sakaru starp viļņu izplatīšanās ātrumu un dielektrisko konstanti izlieto pēdējās mērošanai. Tam nolūkam Blondlot vibratora paralēlās drātis izlaiž cauri traukam ar stikla sienam, kuŗā ieliets pētamais dielektriskais šķidrums. Izmērojot viļņu gaŗumu (λ_1) vienreiz, kad traukā ir šķidrums, un otrreiz, kad tur ir gaiss (λ_0), dabū attiecību

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{c_1}{c_0} = \sqrt{K},$$

jo gaisam dielektriskā konstante ir 1; no tās tad atrod K .

Gan tik vienkāršs sakars starp c un λ ir tikai pie īsiem viļņiem. Gaŗiem viļņiem viņš ir daudz komplicetaks, jo tad izplatīšanās ātrums ir atkarīgs arī no paša viļņa gaŗuma. Tādi, piem., ir telefona tikla viļņi. Katrs telefona vads ir uzskatams kā divu paralelu vadu sistema, starp kuŗiem stiepjas spēka līnijas. Gan parasti metalisks ir tikai viens vads; otrs palaikam ir zeme vaj ūdens. Bet tas principā neko nemaina. Šīs sistēmas vienā galā telefona (mikrofona) membrana, vibrojot cilveka balss augstumā, rada periodiskus elektromagnetiskus impulsus, kas kā viļņi ar zinamu ātrumu izplatās pa vadu sistēmu. Viļņu frekvenci nosaka membranas frekvence, kas ir daži simti sekundē; tapēc to gaŗums ir liels. Un nu izrādas, ka viņu ātrums lielā mērā ir atkarīgs no viņu gaŗuma, tāpat vadu omiskās un induktīvās pretestības. Dažos gadījumos viņš var būt divas un pat vairak reizes mazaks kā īsu viļņu ātrums.

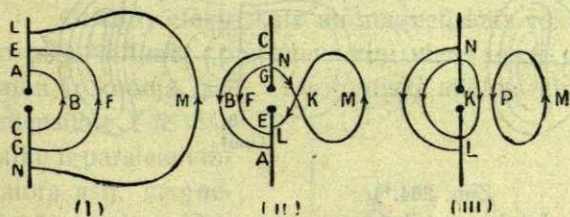
Tāpat arī šo viļņu amplitūde, resp. enerģija ir atkarīga no viņu gaŗuma. To ved sakarā ar viņu „absorpciju“. Absorpcija ir atkarīga no tikla pretestības, kapacitātes un viļņu gaŗuma, resp. frekvences ν . Viņa ir par iemeslu tam, ka mikrofonā ierunātās skaņas otrā tikla gala telefonā ir stipri modificētas: tie dažādie elementārie viļņi, kuŗos ierunāto skaņu kompleksus var sadalīt, līdz telefonam nonāk ne ar to amplitūdu sanēru (un ātrumu), ar kuŗu mikrofonā ierunāti. Sevišķi tas zīmejas uz gaŗiem kabeļiem, kuŗiem ir liela kapacitāte.

Tāpat arī pie telegrafešanas absorpcijai ir negatīva loma, sevišķi ļoti gaŗos, piem., transatlantiskos kabeļos. Ari te strāvas ritmiski noslēdzot un atveŗot, viņos rodas gaŗi viļņi, kas izplatās diezgan lēni. Aiz šā iemesla lēnai jābūt arī signālu raidīšanai, t. i. pašai telegrafe-

šanai, kas neļauj pilnā mērā izmantot modernos telegrafešanas sasniegumus (§ 262.).

§ 285. Viļņi telpā. Enerģijas plūsma. Runājot par elektromagnetiskiem viļņiem, mēs viņus līdz šim domājām starp paralelām Blondlot vaj Lecher'a drātim. Vienā šo drāšu galā radušies, viņi ar noteiktu ātrumu c iet pa viņām uz priekšu, sasniedz to otru galu, tur reflektējas un, nākdami atpakaļ, dod ar sastaptiem, uz priekšu ejošiem, stāvviļņu sistemu. Bet nu izrādas, ka tas vēl nav notiekošā pilnīgs apraksts. Kad elektriskā lauka spēka līnijas nonāk līdz drāšu sistēmas galiem, viņas tur, pamazām uzkrādamās, viena uz otru spiež. Censdamās viena no otras attālināties, dažas no viņām (kuņas pirmās tur nonākušas) izspiežas apkārteijā telpā. Tā tas turpinas līdz pirmā pusperioda beigam. Kad nu pēc tam sākas viņu virzienu maiņa, visas viņas cenšas spiesties drāti atpakaļ. Mazāk izspiedušamies tas izdodas, bet tām, kuņas no drāšu galiem atgājušas tālu nost, tas vairs neizdodas. Periodam noslēdzoties viņas paliek ārpusē un nākamās lauka maiņās drāti vairs dalību neņem. Viņas itkā noraujas, aiznesot sev līdz arī zināmu enerģiju. Tā ap drātim apkārteijā telpā rodas elektromagnetisks lauks: drāti izstaro no sevis enerģiju, top par radiatoru.

Šis notikums principiēli ir ļoti svarīgs, tapēc aplūkosim viņu sīkaki. Paralelo drāšu vietā domāsim vienkāršāku, zīm. 263. redzamo schemu. LA un CN ir divi taisni konduktori ar dzirkstelstarpu AC . Iesāksim ar to momentu, kad apakšējais konduktors (zīm. 263., I) ir



Zīm. 263. *)
Lauks ap vibratoru.

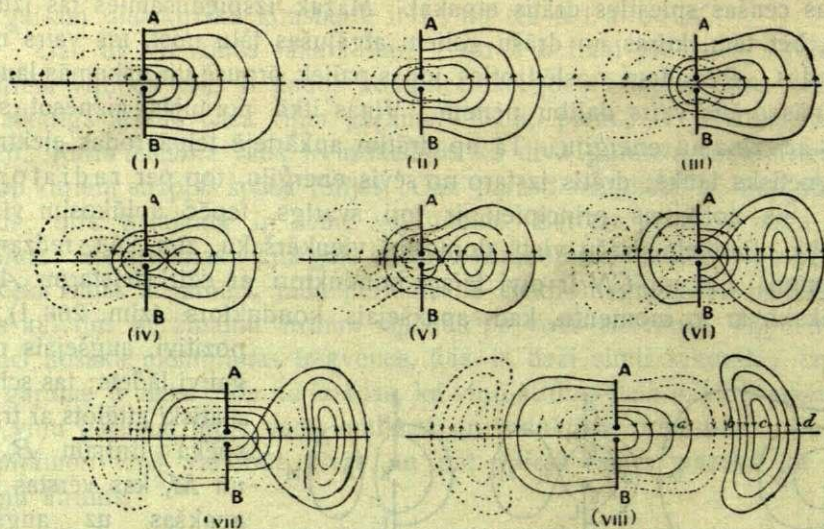
pozitīvi, augšējais negatīvi lādets; tas schematiciski attēlots ar trim spēka līnijām B , F un M , kas vērstas no apakšas uz augšu. Pieņemsim, ka ar to ir sasniegta maksimālā potenciālu diference starp A, C un ka šinī

brīdī iesākas viņu izlādešanās (dzirkstele). Tad pozitīvie lādiņi plūst pa apakšējo konduktoru uz augšu, negatīvie pa augšējo uz leju. Šī plūsma magnetiskā ziņā ir ekvivalenta no apakšas augšup vērstai strāvai, tapēc ap vibratoru ir noteiktas intensitātes magnetisks lauks. Līnijas B, F, M cenšas sarauties un iespieties dzirkstelē, lai tur sabruktu. Ja šī saraušanās paspēs sekot viņu galu lādiņu pārlekšanai dzirk-

*) Iz S. G. Starling, Electricity and Magnetism, 1920.

stelē, nākošā pusperiodā tās varēs parādīties otrpus konduktoru līnijas *LACN* (zīm. 263.,II); tādās ir līnijas *B* un *F*. Bet ja līnija, pirms viņas gali dzirkstelē „pārlādejas“, sarauties nepaspēs, viņai būs jataisa gredzens *KM* (zīm. 263.,II) un janoslēdzas ārpus dzirksteles. Bet tad, saprotams, viņa būs no vibratora pilnīgi atdalīta (zīm. 263.,III) un tālākās viņa gaitās vairs daļību neņems: ap vibratoru būs radusies noslēgta elektriska spēka līnija.

Zīm 264. to attēlo vēl jo sīkaki. Te pilnās līnijas dod elektrisko lauku ap vibratoru *AB* pirmā perioda pusē, raustītās — otrā pusē. *B* ir pozitīvs, *A* negatīvs tanī brīdī, kad izlādešanās (dzirkstele) iesākas. (II) stāvokli ir pārsviedušās uz otru pusi 2 līnijas; (III) stāvokli trešā līnija pašreiz kā noslēdzas gredzenā. Kā viegli saprast, tam pašam jānotiek arī ar 4, 5, 6 u. t. t. līniju. (V) gadījumā ceturtais līnijas



Zīm. 264.*)

Lauks ap vibratoru.

cilpa apņem trešo. Bet tanī pašā laikā starp viņām un vibratoru rodas tādā pat virzienā vērstas raustītas līnijas, kas viņas spiež no vibratora projam. Tapēc (VI) stāvokli abi norāvušies gredzeni ir jau stipri deformēti, vēl vairāk stāvokli (VII). (VIII) rāda to brīdi, kad visas 4 pārpalikušās līnijas ir noslēgušās, dodamas gredzenu sistemu *bcd*.

Tāda pat gredzenu sistema rāsies otrā perioda pusē no negatīvām līnijām. Un tāpat arī tālāk katrs nākošais periods dos vienu pozitīvu

*) Iz S. G. Starling, Electricity and Magnetism, 1920.

un otru negatīvu gredzenu sistemu. Tā vibratoram strādājot, no viņa cita pēc citas ies elektriskā lauka noslēgtas spēka līnijas — viņš tanī pašā laikā būs arī elektriskā lauka radiators.

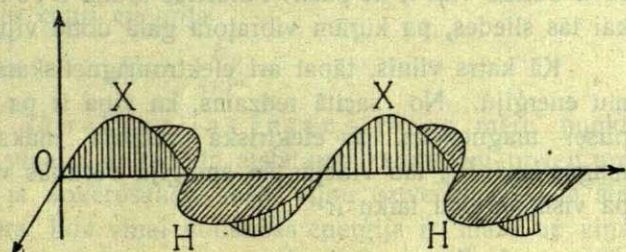
Nu domasim kādā zināmā atstātumā no vibratora novietotu novērotāju ar tādu instrumentu, kas reģistrē viņam gaļam ejošo elektrisko lauku. Tad novērotājs konstatēs, ka šis lauks ir periodisks, ar to pašu periodu, kāds ir vibratoram *AB*. Tapēc viņš vares teikt, ka no vibratora nākdami viņam gaļam plūst elektriski viļņi ar noteiktu periodu, gaļumu un izplatīšanās ātrumu. Tie būs elektriskie viļņi telpā, viņu avots būs vibrators *AB*.

Bet ap katru maiņus-elektrisku lauku ir maiņus-magnetiskais lauks, neatkarīgi no tā, kur pirmais atrodas. Tapēc līdzas elektriskajiem viļņiem novērotajam gaļam iet vēl otra viļņu ķēde — magnetiskie viļņi. Viņi vienmēr ir saistīti ar elektriskiem, kā tas rādīts zīm. 241. Tapēc no vibratora nākošo plūsmu var saukt par elektromagnetiskiem viļņiem, kas ar zinamu ātrumu izplatās apkārtejā telpā.

Elektromagnetisko viļņu teoriju ir devis Maxwell's. Mēs aizetu par tālu, ja mēģinātu visā pilnībā viņu iztirzāt. Te pietiks, ja atzīmesim dažus no tās svarīgākajiem slēdzieniem, kuļi eksperimentāli pārbaudāmi.

Vispirms mināms, ka zīm. 263. un 264. dod tikai schematicu viļņu attēlojumu; patiesībā elektriskais un magnetiskais lauks vibratoru apņēm no visām pusēm kā deformetas cilindriskas virsmas. Tās var saukt par viļņa virsmām.

Otrkārt, elektriskais un magnetiskais vektors izplatās ar vienu un to pašu ātrumu, pie kam viņi viens pret otru guļ normali un visu laiku ir kopejā fazē. Tas grafiski attēlots zīm. 265. Elektriskā lauka intensitāte *X* te visu laiku ir paralela vibratora asij, magnetiskā intensitāte *H* viņai perpendikulāra; bet abas viņas perpendikularas kopejam izplatīšanās virzienam. Analitiski tas izteicams (I, § 163.) ar



Zīm. 265.

Elektromagnetiskā viļņa grafika.

$$X = X_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

$$H = H_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right),$$

kur X_0 un H_0 ir elektriskā un magnetiskā vektora maksimālās vērtības — amplitudes, T — kopejais periods, λ — viļņa garums un x — tas attālums no vibratora, kurā mēs vilni pētām. Apzīmejojot viļņa izplatīšanās ātrumu ar v , rakstam

$$v = \frac{\lambda}{T}$$

un tad, piem.,

$$X = X_0 \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

Izplatīšanās ātrums šiem viļņiem, tāpat kā drāšu viļņiem, ir atkarīgs no apkārtnes elektriskām un magnetiskām īpašībām. Maxwell's rāda, ka

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu K}}.$$

Vakuamam, kur $\mu = 1$, $K = 1$, v sasniedz savu maksimālo vērtību

$$c = 3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}.$$

Zīm. 264. attēlotā vibratora dotie elektromagnetiskie viļņi ir polarizēti, t. i. viņu vektors visu laiku guļ noteiktā plāksmā: elektriskais stāv paraleli vibratora asij, magnetiskais viņam perpendikulāri. § 287. būs rādīts, kā par to pārliecināties eksperimentāli.

Kā redzams, viļņi telpā ne ar ko neatšķiņās no drāšu viļņiem; savā būtībā viņi ir tie paši. Paralelās drātes Blondlot sistemā ir tikai tās sliedes, pa kurām vibratora galā dotie viļņi iet uz priekšu.

Kā katrs vilnis, tāpat arī elektromagnetiskais nes sev līdz zināmu enerģiju. No sacītā redzams, ka viņa ir pa pusei elektriska, pa pusei magnetiska. Ja elektriskā vektora maksimālā vērtība ir X_0 , magnetiskā H_0 , tad videjās šo enerģiju vērtības vienā tilpuma vienībā pa visu perioda laiku ir

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{8\pi} X_0^2 \text{ un } \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{8\pi} H_0^2 \text{ (liekot } \mu = 1, K = 1).$$

Tapēc videjā elektromagnetiskā enerģija vilni (tilpuma vienībā) ir

$$W = \frac{1}{16\pi} (X_0^2 + H_0^2).$$

Ja liek $H_0^2 = X_0^2$, tad

$$W = \frac{1}{8\pi} X_0^2 = \frac{1}{8\pi} H_0^2 = \frac{1}{8\pi} H_0 X_0.$$

Lielums $X_0 H_0$ ir vektors — kā divu vektoru (vektoriels) produkts. Viņš ir vērsts viļņa izplatīšanās virzienā un dod viļņa enerģiju. Poynting's viņu uzskata kā enerģijas plūsmas vektoru; viņu bieži sauc par Poynting'a vektoru.

§ 286. Viļņu detektori. Pag. § aprakstītais vibrators ir vāja vibrators tips, kas sevī uzņemto enerģiju apkārtei telpai atdod kā elektromagnetisko viļņu enerģiju. Izplatīdamies ar lielu ātrumu, pēdējie šo enerģiju iznesā uz visām pusēm. Tapēc šādu vibratoru var saukt arī par radiatoru — elektromagnetiskās radiācijas avotu. Ja šo radiāciju kaut kā var uztvert, izmantojot viņas enerģiju, tad ar to ir iegūts svarīgs signalizēšanas, resp. enerģijas pārsūtīšanas ierocis, jo viņas novadišanai nav vajadzīgas nekādas ietaises. Tas ir iespējams; mūsu laikos šāda enerģijas pārraidīšana, resp. signalizācija ir plaši pazīstama kā viļņu jeb bezdrāts telegrafija, saukta arī radiotelegrafija.

Katra vibrators enerģija ir aprobežota, tapēc arī katrā laika vienībā (sekundē) viņš apkārteijā telpā var sūtīt tikai aprobežotu enerģijas daudzumu. Nosauksim pēdējo ar E_0 ; tad uz visām pusēm vienmērīgi izklīzdama, viņa piepildīs sferu, kuņas radiuss augs proporcionāli viļņu izplatīšanās ātrumam. Ja novērošanas punkts P ir atstātumā r no vibratora, tad līdz viņam radiācija nonāks laikā

$$t = \frac{r}{c},$$

ja c ir viļņu ātrums. Cauri šim punktam vilktās sfēras katram cm^2 tad vienā sekundē ies cauri enerģija

$$E = \frac{E_0}{4\pi r^2}.$$

Ja šo enerģiju ņem kā radiācijas intensitātes mēru punktā P , tad tas rāda, ka viņa ir šī punkta atstātuma kvadrātam preteji proporcionāla. Tapēc, ja novērošanas, resp. viļņu uztveršanas vieta stāv tālu nost no vibratora, līdz viņai nonākošā enerģija ir maza un viņas uztveršanai vajadzīgas ļoti jūtīgas ietaises — aparāti. Šādi aparāti ir izgudroti; viņus sauc par detektoriem.

Visvienkāršākais detektors ir jau § 281. lietotais — rezonances dzirkstele. Ja novērojuma vietā atrodas kāda elektriska, oscilēt spējīga sistēma, kuņa ir rezonancē ar vibratoru, tad līdz viņai nonākušie elektromagnetiskie viļņi inducē viņā augstas potenciālu diferences. Ja

sistemā ir kāds pārtraukums (dzirksteļstarpa), tanī rodas dzirkstele. To mēs jau izlietojām L o d g e 'a eksperimentā (zīm. 249.); arī H e r t z 's savos pirmos eksperimentos dzirksteli lieto kā detektoru (§ 287.).

Bet šis detektors ir maz jūtīgs, jo kaut cik manamas dzirksteles radišanai ir vajadzīgi ļoti lieli enerģijas daudzumi, resp. augsti potenciāli. Ari pašas dzirksteļstarpas elektrodiem te visu laiku ir jābūt labā stāvoklī. Tas reti kad ir, jo dzirkstelei lecot elektrodi oksidejas. Tapēc liels progress elektromagnetiskās radiācijas praktiskā izmantošanā radās līdz ar L o d g e 'a novērojumu, ka metala skaidu (vaļeja) kontakta elektriskā pretestība stipri mainas intensīvos laukos. Ja 1—2-voltu bateriju (elementu) noslēdz caur kādu īsu stobru, kas piebērts ar sīkām metala skaidām (zīm. 266.), nekādas strāvas ķēdē nav, jo skaidām ir ļoti liela pretestība (tūkstoši omu); šādā ķēdē ieslēgts elektrisks zvans stāv klusu. Bet ja skaidu staba galos, kaut uz ļoti īsu mirkli, rodas augsta potenciālu diference, kādu, piem., nes sev līdz ikkuņš elektrisks vilnis, skaidu pretestība tūkstoškārtīgi pamazinas un zvans sāk zvanīt. Kad stobram drusku piedauza un skaidas sajauc, viņu pretestība pieaug līdz agrakai, kamēr kāds nākošais vilnis to atkal nepamazina. Tā šāds, sīkām metala skaidām pildīts stobrs — pēc B r a n l y nomenklaturas saukts par k o h e r e r u — ieslēgts elementa un zvana ķēdē, var noderēt par viļņu indikatoru — detektoru.

Bet arī kohereram ir savi trūkumi. Vaļejā traukā (stobrā) stāve-damas, metala skaidas (parasti 95% *Ni* un 5% *Ag* maisījums) oksidejas, kapēc viņu virsmu īpašības mainas. To gan novērs stobra galus aizkausejot, kā tas redzams zīm. 266. Bet arī tādā veidā koherers eksperimentatoram ļoti bieži sagādā pārsteigumus. Vēl atzīmejams, ka viņā iz-

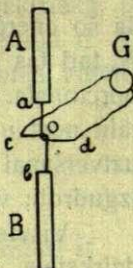


Zīm. 266.

Koherers.

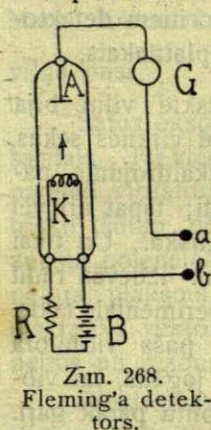
lietotā skaidu īpašība („vaļīgais kontakts“) vēl līdz šim nav pilnīgi izprasta.

Ļoti jūtīgs detektors ir t e r m o e l e m e n t s, saukts t e r m i s k a i s d e t e k t o r s. Tāds redzams zīm. 267. *ad* un *cb* ir divas ļoti tievas — parasti viena dzelzs, otra konstantana — drātis, kas cieši savienotas punktā *O*. No *c* un *d* iet vadi uz galvanometru *G*. Ja starp *A* un *B* rodas potenciālu diference, tad rodas arī strāva. Iedama cauri savienojuma vietai *O*, viņa to sasiida, kapēc ķēdē *cGd* rodas termostrāva. Tā kā drātis ir tievas, tad punkta *O* siltuma kapacitāte ir ļoti niecīga un tadēļ viņa temperatūra ievērojami paceļas arī pie ļoti niecīgām strāvam starp *A* un *B*. No tā redzams, ka ieslēdzot šādu termodetektoru tādā vadu sistemā, kuŗa absorbē līdz viņai

Zīm. 267.
Termodetektors.

nonākošus elektriskos viļņus, no kam viņā rodas inducetas — kaut arī vājas — strāvas, var vērot viļņu intensitātes maiņu, resp. vibratora doto signālu ilgumu.

Zim. 268. rāda ļoti bieži lietotu detektoru — tā saukto Fleming'a lampu. *AK* ir stikla stobrs, no kuŗa cik spējams izpumpets gaiss.



Zim. 268.

Fleming'a detektors.

A ir metāla plate (anods), *K* — volframa drāts spirāle, kuŗu pa stobra sienās iekausētiem (platina) vadiem var pievienot akumulatoru vai elementu baterijai *B* (daži volti) un tad līdz vēlamai pakāpei sakarset. Kā būs rādīts § 318. un 319., šādam stobram (lampai) ir interesantas īpašības. Ja viņa galos (starp *A* un *K*) ir pielikta potenciālu difference, strāva viņam cauri iet tikai tad, kad, pirmkārt, spirāle *K* ir sakarseta līdz sarkan-baltai kvēlei, un, otrkārt, kad viņas potenciāls ir zemāks par plates *A* potenciālu, piem., ja viņa savienota ar baterijas negatīvo, plate *A* ar pozitīvo polu. Tapēc, ja starp *a* un *b* ir pielikta maiņus-potenciālu difference, cauri stobram un galvanometram *G* iet tikai tās strāvas fāzes, kuŗās spirāle, resp. *b* ir ar negatīvu potenciālu, t. i. kuŗas kā pozitīvās iet no *A* uz *K*. Tad galvanometra rādītājs visu laiku vērsās tikai uz vienu pusi.

Nu domasim pie *a* un *b* pievienotu to elektrisko sistemu, līdz kuŗai nonāk kāda vibratora (raidītāja) sūtītie viļņi. Inducedami viņā un starp *a, b* maiņus-*el. dz.* spēku, viņi stobra ķēdē radīs vienvirzīgu strāvu no *A* uz *B*. Ja viļņu plūsma būs nepārtraukta, konstanta būs arī galvanometra rādītāja novēršanās. Bet ja vibratora viļņu plūsmā rasies pārtraukumi, raustīta būs arī galvanometram cauri ejošā vienvirzīgā strāva. Tapēc raidot viļņus iepriekš norunātā ritmā, no galvanometra rādītāja kustībam vares šo ritmu uztvert pieņemšanas stacijā; ar to būs panākta signalizācijas iespējamība.

Galvanometra vietā detektora ķēdē var ieslēgt arī telefonu. Tad katrs strāvas impulss viņā dos dzirdamu knakši, kas atbilst noteiktai vibratora viļņu ķēdei.

Šis pats princips — viļņu maiņstrāvas impulsu pārvēršana vienvirziena (raustītā) strāvā — likts pamatā kristal-detektora konstrukcijai. Ir daži, elektrību puslīdz labi vadoši kristāli, piem., karbonāds, galēna, pīrits, svina spīdums u. c., kuŗi, saskardamies ar metālu smailumu, kontakta vietai laiž strāvu cauri tikai vienā virzienā. Tā, piem., ja elementa ķēdē ieslēdz labi nogludinātu šāda kristāla plati, kuŗai ar vieglu piespiedienu pieskaņas tērauda asums, kas savie-

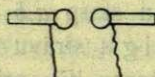
nots ar elementa otro polu, strāva viņā iet tikai tad, kad kristals ir pievienots elementa negatīvajam polam. Šāda kontakta jūtība ir atkarīga no ņemtā elementa potenciālu diferences; vislielākā viņa ir pie pot. diferences ap 1 voltu.

Kā viegli saprast, arī šāds kristala — metala kontakts var nodert kā viļņu strāvas taisnotājs, resp. detektors. No visiem citiem detektoriem viņš sava vienkāršuma un lētuma dēļ ir arī visizplatītākais.

§ 287. Hertz'a eksperimenti. Elektromagnetiskie viļņi bija Maxwell'a paredzēti. Šis paredzējums bija tās domu virknes sekas, ko Maxwell's licis elektromagnetisko parādību izskaidrojuma pamatā. Bet nekad līdz viņam tie nekur nebija novēroti; tāpat arī vēl ilgi pēc Maxwell'a to eksistence bija tikai tīri teoretiska. Un tikai pag. gadu simteņa deviņdesmitos gados H. Hertz'a m izdevās radīt tādas apstākļus, ko šie viļņi bija novērojami kā eksperimentāls fakts.

Elektromagnetisko viļņu periods ir vienāds ar paša vibratora periodu. Tapēc, ja gribam ar viņiem eksperimentēt, jāgādā, lai vibrators būtu ar mazu periodu, t. i. lai viņa viļņi nebūtu pārāk garī. Ar šādu domu Hertz's stājās pie elektromagnetisko viļņu pētīšanas. Bet vibratora periods atkarojas no viņa kapacitātes un pašindukcijas. Tapēc bija jāņem vibrators ar mazām dimensijām.

Zīm. 269. rāda vienu no Hertz'a vibratoriem. Kapacitāte un pašindukcija viņā reducēta līdz minimumam. Gan pašos pirmos eksperimentos abu konduktoru galos vēl bija metala plātes dažus kvadrātdēcimetrus lielas. Ar tādu vibratoru bija dabūjami viļņi līdz 5 m gaŗi.



Zīm. 269.
Hertz'a
vibrators.

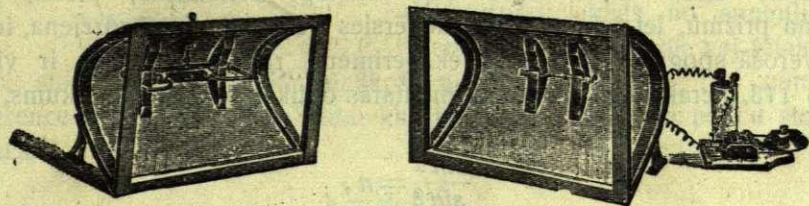
Kā detektoru savos pirmos eksperimentos Hertz's lietoja riņķī saliektu resnu drāti, starp kojas galiem atstāta šaura sprauga — dzirkstelstarpa. Ar mikro-metrisku skrūvi pēdējās platumu vāreja pēc vajadzības regulēt. Riņķa dimensijas ņemtas tādas, lai viņš būtu rezonancē ar vibratoru. Kad rezonance ir laba, vibrators viņā inducē augstas potenciālu diferences, kojas dzirkstelstarpā dod saredzamu dzirksteli (§ 286.). Te drāts riņķis ir „rezonators“.

Viļņu novērošanai un mērošanai Hertz's liek vibratora viļņiem reflektēties no metala sienas. Šāda refleksija arī bija Maxwell'a paredzēta: elektromagnetiskie viļņi, nonākuši līdz kādai metaliskai virsmai, daļai viņā absorbējas, pie kam viņu enerģija pārvēršas siltumā; bet otra daļa nāk no sienas atpakaļ — reflektejas. Saprotams, viņu gaŗumu tas nemaina, bet viņu fāze mainas par 180°. Tapēc reflektētie viļņi, interferējami ar tiem, kas nāk no vibratora, dod s t ā v-

viļņu sistemu, kuŗa līdzīga § 283. paralelās drātis aprakstītai. Arī te ir blīzumi un mezgli; pirmos elektriskā lauka infensitate ir maksimālā, otros — minimalā. Tapēc, ja ar Hertz'a rezonatoru iet no sienas uz vibratora pusi, blīzumos rodas stipra dzirkstele viņa dzirksteļstarpā, mezglos, turpreti, dzirksteles nav. Tā izmērojot atstātumu starp diviem blakus blīzumiem, resp. blakus mezglēm, tieši dabū viļņa pusi $\frac{\lambda}{2}$.

Šajos eksperimentos jāņem vērā arī pag. § par viļņu polarizāciju sacītais. Kā viegli saprast, elektriskais vektors vilnī vienmēr būs vērsts paraleli vibratoram — vilnis ir polarizēts. Tapēc indukcija, resp. elektrisko lādiņu pārvietošanās rezonatora dratī un līdz ar to pietiekoši augsta potenciālu diference tās galos vares rasties tikai tad, kad rezonatora plāksma būs paralela šim vektoram. Ja, turpreti, viņa pret elektrisko vektoru (vibratoru) būs nolikta normali, nekādas indukcijas nebūs un rezonators „klusē“ arī blīzumos.

Elektromagnetiskie viļņi reflektejas no metaliskām virsmām pēc tiem pašiem likumiem, kuŗiem padota mehānisko (skaņas) un gaismas viļņu refleksija: refleksijas leņķis ir vienāds ar krišanas leņķi. Šo īpašību Hertz's ir pratis izlietot viņu koncentrēšanai šaurā kūlītī, kas dod iespēju viņu īpašības pētīt lielā atstātumā no vibratora un dažādos ceļā apstākļos. Zīm. 270. rāda tā sauktos Hertz'a spoguļus — paraboliska skārda cilindra puses. Pa kreisi redzamais ir raidītājs spogulis: viņa fokālā līnijā atrodas zīm. 269. aprakstītais lineārais vibrators, no kuŗa cauri spoguļa skārdam iet izoleti vadi uz induktoru. Lai vibratora dzirkstele būtu jo spēcīgāka, viņš iebūvēts apaļā ebonīta bundžā, kuŗa pildīta ar petroleju (§ 284.). No viņa nākošie viļņi krīt uz skārda, reflektejas un tad paralelu „staru“ veidā — kā

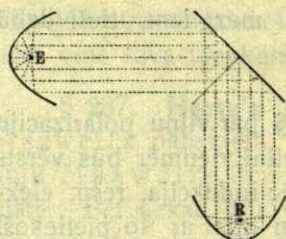


Zīm. 270.

Hertz'a spoguļi.

paralelu staru kūlī (zīm. 271.), necik neizklaidedamies, aiziet uz otru tādu pat spoguļi (zīm. 270. pa labi). Šī pēdējā fokālā līnijā ir novietots detektors, parasti koherers (zīm. 266.), kas ieslēgts elementa un

zvana ķēdē. Visi uz spoguļi krītošie viļņi („stari“) reflektejas un saiet detektorā, radīdami viņā spēcīgu efektu, un zvans zvana. Te vēl piezīmejams, ka spoguļu skārdam nebūt nav vajadzīgs būt „spoguļ-gludam“ — pietiek ar vienkāršu negludinātu skārdu. Kā būs rādīts runājot par optisko refleksiju, tas izskaidrojams ar to, ka kāda virsma regulāri viļņus nereflektē tikai tad, kad viņas nelīdzenumi ir tik pat lieli vaj lielaki kā krītošo viļņu garums.

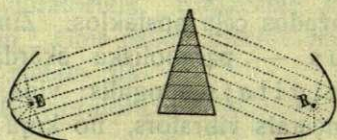


Zīm. 271.
Refleksija.

Zīm. 271. rāda schemu, kurā redzami demonstrējama elektromagnetisko viļņu regulārā refleksija: nonākuši līdz metala plāksnei, viņi reflektejas no viņas tā, ka krītošais leņķis ir vienāds ar refleksijas leņķi, un tad nonāk otrā spoguļi.

Metalā iegājusi viļņu daļa tur absorbejas: metāls elektromagnetiskos viļņus absorbē. Viņu enerģija pie tam pārvēršas siltumā. Dielektriķis, turpreti, viņus laiž sev cauri. Tas arī sagaidāms, jo metalā elektriskais lauks, kuŗu vilnis nes sev līdz, arī sabrūk, dielektrikā, turpreti, ne. Tā dielektriķis ir viļņiem caurspīdīgs. Bet viņu izplatīšanas ātrums dielektrikā ir citāds kā vakuumā (un gaisā); tapēc tanī ieejot, viļņi maina savu virzienu. Lietojot I, § 167. terminoloģiju, saka, ka viļņu virziens jeb stars uz pārejas robežas „lūzt“. Šo parādību sauc par viļņu refrakciju.

Refrakcijas schematisks attēlojums redzams zīm. 272. Spoguļa E dotais paralelo staru kūlis savā ceļā sastop dielektrika, piem., parafina prizmu, iet tai cauri un, novērsies no sava taisnā virziena, ieiet uztverošā spoguļi R . Precīzi eksperimenti rāda, ka arī te ir vietā I, § 173. uzrakstītais un no elementārās optikas pazīstamais likums, ka



Zīm. 272.
Refrakcija.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n,$$

kur α ir krišanas, β — refrakcijas (laušanas) leņķis un n — prizmas materialam raksturīga konstante, tā saucamais refrakcijas koeficients.

Refrakcijas koeficients ir arī no krītošo viļņu garuma atkarīgs. Parasti gaŗiem viļņiem viņš ir mazāks, īsiem lielāks. Pie šīs pārā-

dibas ilgak uzkavesimies optikā, runajot par gaismas viļņu izplatišanos dielektriskos apvidos. Te tikai vēl atzīmesim n sakaru ar dielektriska konstanti K . Eksperiments rāda — un to prasa arī Maxwell'a teorija — ka n ar K saistas formulā

$$K = n^2.$$

Tā kā izplatišanās ātrums v dielektrikā ar konstanti K ($\mu = 1$) ir

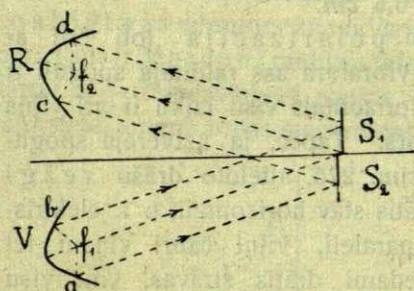
$$v = \frac{1}{\sqrt{K}},$$

tad augšējā formula rāda, ka

$$v = \frac{1}{n},$$

kā tam arī jābūt, jo v nav nekas cits kā abu augšējo $\sin \theta$ un $\sin \alpha$ attiecība.

I, § 168. bija aprakstīta viļņu interference. Ari elektromagnētiskos viļņos viņa novērojama. Zīm. 273. rāda attiecīgā eksperimenta schemu.



Zīm. 273.

Boltzmann'a spoguļi.

S_1 un S_2 ir divi spoguļi (metala plates), kuŗi nostādīti tā, lai pusi no vibratora V staru kūļa reflektētu viens, otru pusi otrs. Ja abi spoguļi būs blakus, abi vienā plāksmā, abas reflektētās kūļu puses nonāks spoguļi R bez kādas gājumu diferences (I, § 168.), kapēc viņu intensitātes sumesies; šo kopintensitāti mēros R detektors. Ja, turpreti, kāds no spoguļiem, piem., S_1 stāves tuvāk vaj tālāk kā

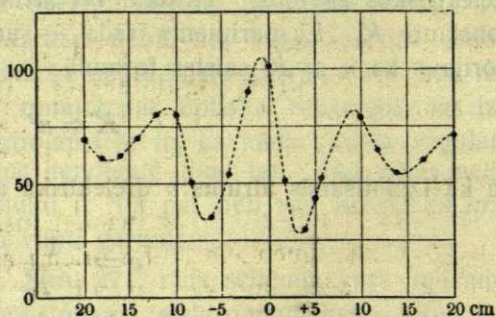
otrs, starp rezonatorā R nonākošiem kūļiem (pusēm) būs gājumu diference s . Ja viņa būs tāda, ka pusvilnis viņā ieies pāru skaitu reizes, t. i. ja

$$s = 2n \cdot \frac{\lambda}{2},$$

abu kūļu intensitātes sumesies. Ja būs

$$s = (2n + 1) \frac{\lambda}{2},$$

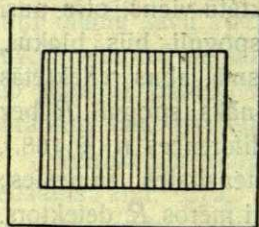
t. i. ja viņā pusvilnis ietilps ne p ā ru skaitu reizes, rezultējošā intensitate būs abu kūļu intensitatu diference. Tā tad bīdot spoguļi S_1 pašam sev (un otram spoguļim S_2) paraleli tuvāk vaj tālak, rezonatorā dabūsim vienu otram sekojošus enerģijas maksimumus un minimumus. Ta grafiku dod zīm. 274., kuņā horizontālā koordināte (abscise) dod spoguļa relatīvo atstātumu, resp. gājumu diferenci, ordinate — detektora uzņemto enerģiju.



Zīm. 274.
Interferences grafika.

Ši metode, saukta Boltzmann'a spoguļu metode, ir ļoti eleganta; viņu var lietot vibratora V doto viļņu gaņuma mērošanai. Kā rāda nupat uzrakstītais sakars starp s un λ , izmērojot atstātumu starp diviem maksimumiem zīm. 274., var tieši dabūt viļņu gaņumu. Šo metodi arī plaši izlieto īso elektromagnetisko viļņu mērošanai zīm. 274. gadījumā viļņu gaņums ir $10,5 \text{ cm}$.

Ari jau minētā el.-magn. viļņu polarizācija ļoti ērti ar Hertz'a spoguļiem novērojama. Ja vibratora ass raidītāja spoguļi ir horizontāla, tad horizontāls visu laiku ir arī viļņa elektriskais vektors. Tapēc, ja uztvēreja spoguļim priekšā tur zīm. 275. attēloto drāšu režģi un tā, ka viņa drātis stāv horizontāli, t. i. elektriskam vektoram paraleli, viļņi cauri viņam iet nevar, jo inducedami drātis strāvas, viņi visu savu enerģiju pazaudē. Ja, turpreti, režģa drātis ir vertikālas, t. i. viļņa elektriskam vektoram perpendikulas, vilnis iet viņam cauri necik nevājināts, jo tagad indukcijas strāvu nekur nebūs, un detektora zvans zvana. Tas norāda, ka vibratora V viļņi tiešam ir polarizēti.



Zīm. 275.
Drāšu režģis.

Aizklājot uztvēreja spoguļi vienreiz ar metala (skārda), otrreiz ar dielektrika (parafina, ebonīta, stikla) plati, var novērot, ka metāls el.-magn. viļņus bez atlikuma absorbē, dielektrisks, turpreti, laiž viņus cauri. Koks, mūris u. c. pusvadītāji absorbē viļņus tikai pa daļai.

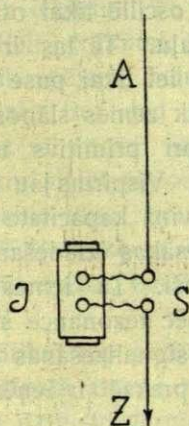
Ar Hertz'a vibratoru dabūjamie viļņi ir dažus centimetrus gaņi. Samazinot viņa dimensijas vēl vairāk, var dabūt vēl jo īsākus viļņus. Nesen (1924.) ir dabūti viļņi ar gaņumu $\lambda = 128\mu = \text{ap } 0,13 \text{ mm}$, lietojot kā vibratoru sīkas metāla skaidas (pulveri), starp kuņām liek

lekt dzirkstelem. Ar to ir aizpildīts tas robs, kuŗš viļņu spektrā bija starp elektromagnetiskiem, resp. elektriskiem un siltuma viļņiem. Šim faktam ir liela teoretiska vērtība, kā par to būs runa nāk. sējumā.

§ 288. Bezdrāts signalizācija. Telegrafs. Elektromagnetiskie viļņi, izplatīdamies ar vislielāko mums pazīstamo ātrumu (300000 km/sec), nes sev līdz zināmu enerģiju, kā elektromagnetiskā lauka enerģiju — pa pusei elektrisku, pa pusei magnetisku. Gan šī enerģija ar atstātumu no vibratora strauji krīt (proporcionāli atstātuma kvadrātam), bet tomēr ar jūtīgiem instrumentiem (detektoriem) arī lielā tūlumā viņa vēl konstatējama. Tapēc viņu var izlietot kā ērtu signalizācijas ieroci. Šī signalizācija kā bezdrāts, arī radiotelegrafija saukta mūsu laikos ļoti jau izplatījusies.

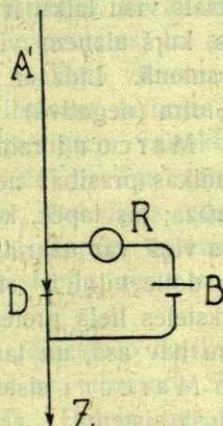
Signalizācijai vajadzīga raidošā stacija, resp. radiators un uztverošā stacija jeb absorbetājs. Lai līdz uztvērejam nonāktu cik spējams vairāk enerģijas, ir vajadzīgs, lai raiditājs būtu spēcīgs un varetu atdot savu enerģiju īsā laikā. Otrkārt vajadzīgs, lai starp abām stacijām būtu asa rezonance, jo tikai tad lielā tūlumā nostādīts, uztvērejs vares dot maksimālo efektu.

No šī viedokļa raugoties ir saprotams, ka § 280. aprakstītais noslēgtais vibrators kā raiditājs neder. Viņa vietā jāņem vaļējs vibrators. Tāds ir Marconi raiditājs (zīm. 276.). Jir inductors, S — dzirkstestarpa, Z — zeme; vads A , saukts antena, ir izolets. Kad pie S lec dzirkstele, antenā rodas stacionāras vibrācijas, kuŗas apkārteņā telpā raida



Zīm. 276.

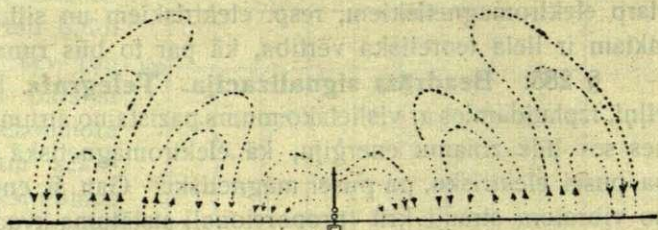
Marconi raiditājs un uztvērejs.



Zīm. 277.

viļņus (zīm. 263. u. 264.). Zīm. 278. dod elektromagnetisko lauku ap antenu vēl jo pilnīgāki. Tāda pat antena ir arī uztveršanas stacijā (zīm. 277.). Viens viņas gals cauri detektoram D , piem., kristalam, Gulbis, Fizika II.

savienots ar zemi. Paraleli detektoram ir baterijas B ķēde ar kādu reģistrejošu instrumentu vai telefonu R . Raiditāja un uztvēreja antenas ir rezonancē. Katra nepārtraukta viļņu ķēde raidītājā rada ilgstošu

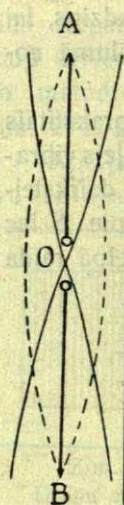


Zīm. 278.

Lauks ap antenu.

efektu uztvērējā, piem., galvanometra rādītāja novēršanos, troksni (skaņu) telefonā u. tml. Raidot šādas viļņu ķēdes gaŗakas un īsakas, iepriekš norunātā kārtā var arī un uz lieliem tālumiem „telegrafēt“.

Antenas viļņa gaŗums stāv noteiktā sakarā ar viņas pašas gaŗumu. Tas redzams zīm. 279., kuŗš dod potenciāla un strāvas intensitātes sadalījumu pa Hertz'a vibratora gaŗumu. Pašā dzirkstelē O potenciāls ir 0, strāvas intensitāte (raustītā līnija) maksimums. Vibratora galos, turpreti, potenciāls ir maksimums, strāvas intensitāte 0. Vibratoram oscillejot šī bilde simmetriski mainas ap vibratora gaŗumu, bet vienmēr pie O ir potenciāla minimums, pie A un B — maksimums. Tas rāda, ka vibratora gaŗums aizņem pusvilni. Ja viens vibratora gals, piem., B ir savienots ar zemi, tad tā potenciāls visu laiku ir nulle; tad oscillē tikai otrais vibratora gals, kuŗš aizņem viļņa ceturtdaļu. Tā tas ir arī Marconi antenā. Līdz ar to no viņa iet tikai puse no viļņu sfēras; otra (negatīvā) puse sabrūk zemes slāņos (zīm. 278.).

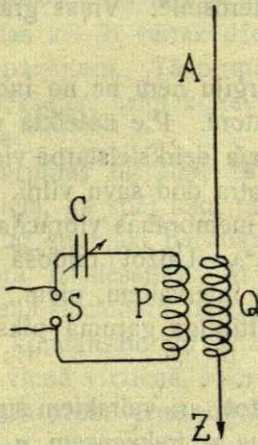
Zīm. 279.
Antenas potenciāls.

Marconi raidītājs ir stipri primitīvs un modernās tehnikas prasības neapmierina. Vispirms jau viņa enerģija ir maza; tas tapēc, ka maza ir viņa kapacitāte — maz enerģijas viņā var uzkrāt, pirms iesākas izlādešanās. Otrkārt, viņa dotie viļņi ir stipri dziestoši. Ta iemesls meklejams dzirksteles lielā pretestībā. Tapēc rezonance starp viņa un uztvēreja antenu nav asa, un tas ierobežo signalizēšanas tālumu. Aiz šiem iemesliem Marconi sistēmas vietu praksē ir ieņēmusi otra — Braun'a raidošā sistēma.

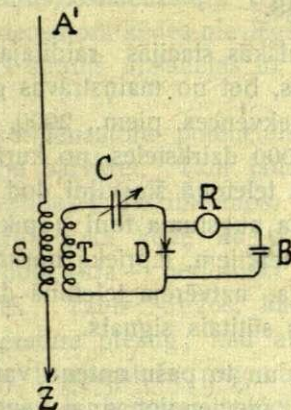
Braun's minētos antenas trūkumus novērš izmetot no viņas dzirkstelstarpu, saistot viņu induktīvi ar noslēgtu vibratoru SCP , zīm. 280. Induktora ierosināts, šis vibrators pats nekādas radiācijas nedod, tapēc viņa enerģija kļūst visai liela un tad kā magnetiskā lauka enerģija pāriet uz antenu. Kā vaļejs vibrators pēdējā to raida uz visām pu-

sem. Antena oscillē pati ar savu periodu, bet nu viņas viļņi jau ir maz dziestoši, jo viņas pretestība ir maza.

Zīm. 281. rāda Braun'a uztveršanas stacijas schemu. Ari te antena un detektora *D* ķēde ir induktīvi saistītas. *B* ir detektora ķē-



Zīm. 280.



Zīm. 281.

Braun'a raiditajs un uztvērējs.

des baterija, *R* — telefons. *C* un *C* ir raiditāja uztvērēja maiņuskondensatori, ar kuriem abas stacijas var dabūt rezonancē.

Mēs aizietu par tālu, ja gribētu sikaki iztirzāt bezdrāts signalizācijas staciju iekārtu. Te tikai vēl minesim, ka arī Braun'a sistēmai ir savi lieli trūkumi. Kā viegli saprotams, lai antenas enerģija varetu būt cik spējams liela, viņas un noslēgtā vibratora *SCP* saistībai arī jābūt lielai. Bet tad ne tikai vibrators darbojas uz antenu, bet arī antena uz vibratoru: enerģija starp viņiem vairakkārt pendelē un tikai pamazam aiziet viņnos (sal. zīm. 247.). Tas samazina raiditāja efektu un maina viņa periodu: antena dod divas viļņu sistēmas, no kurām uztvērējs uzņem tikai vienu. Tapēc antenas un vibratora saistībai jābūt mazai, bet tad raiditāja stacija nevar sniegt maksimālo efektu.

Šai gūtībai top pāri ar tā sauc. „dziestošo dzirksteli“. Kā viegli saprast, ierosinātā antena var darboties uz vibratoru *SCP* atpakaļ tikai tad, kad dzirkstestarpā *S* ir vadoša. Bet ja tanī brīdī, kad visa vibratora enerģija ir pārgājusi uz antenu, dzirkstele nodziest, vibratorā rodas pārtraukums; viņš oscillēt vairs nevar, kapēc visa enerģija ir spiesta palikt antenā. To panāk, lietojot lielus dzirkstestarpas elektrodus un no siltumu labi vadoša materiala (piem., sudraba). Ļoti āši atdzisdami, šādi elektrodi āši atdziesi un nopūš arī dzirksteli, tā

izolejot vibratoru no antenas iespaida. Tapēc saistību starp pēdejiem var ņemt lielu, antenas periodu neiespaidojot.

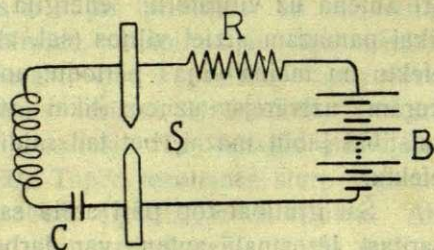
Dziestošās dzirksteles raidītāja vibrators antenai dod īsu elektrisku impulsu, kuŗu ta izstaro maz dziestošos viļņos. Tapēc šo ierosmes veidu dažreiz sauc par „trieciena ierosmi“. Viņas grafika redzama zīm. 248.

Techniskās stacijās raidītāja enerģiju ņem ne no induktora, kā laboratorijās, bet no maiņstrāvas generatora. Pie noteikta viņa perioda, resp. frekvences, piem., 2000, raidītāja dzirkstelstarpā vienā sekundē rodas 2000 dzirksteles, no kuŗām katra dod savu vilni. Uztveršanas stacijas telefonā šie viļņi dod 2000 membranas vibrācijas sekundē t. i. noteikta augstuma toni („pikstienu“). Laižot raidošā stacijā viļņus pēc noteiktiem, iepriekš norunātiem intervāliem, piem., pēc Morse's alfabeta, uztvēreja telefonā dabū attiecīga gaŗuma pikstienu, no ka izlasams sūtitais signals.

Vienu un to pašu antenu var izlietot arī vairākiem signāliem uz reizi, piem., pievienojot viņai generatorus ar frekvencem $n_1, n_2, n_3 \dots$. Tad viņas dotie „toņi“ būs ar tām pašām frekvencem; viņus vares uztvert attiecīgi noskaņoti uztvēreji. Ja uztverošā stacijā būs maiņus - kondensators, tās antenu vares noskaņot uz kuŗu katru no šīm frekvencem.

§ 289. Nedziestoši viļņi. Dziestošā dzirkstele dod vāji dziestošus viļņus. Viņu grafika redzama zīm. 248. Ar to sasniegta asa rezonance starp raidītāju un uztvēreju, no kam pirmā sniegšanās tālums top liels, resp. vāja, pie dotā sniegšanās tāluma, var būt viņa stacija. Šim pēdejam apstāklim ir liela praktiska nozīme, jo pārak spēcīgas stacijas var iespaidot viņu tuvumā esošās arī citādi noskaņotās uztveršanas stacijas. Tapēc ir meklēts pēc ideāla raidītāja — ar pilnīgi nedziestošiem viļņiem.

Kā pirmais no tādiem minams Poulsen'a loks. Viņā L izlietots D u d d e l l'a novērojums, ka līdzstrāvas Volta loks, ja tam blakus pievieno kapacitāti un pašindukciju, dod noteikta augstuma ilgstošu skaņu, kas liecina,



Zīm. 282.
Duddell'a loks.

ka viņā rodas periodiskas oscilācijas. Zīm. 282. rāda šādu D u d d e l l'a „skanošo loku“. S ir divas homogenas ogles, B — akumulatoru baterija (200—300 V) vaj dinamomašina, R — reostats, C un L — kapacitāte un pašindukcija. Tad viņā notiekošo varam

iedomaties šādi. Kamēr C un L vēl nav loka ķēdei pieslēgti, loks „deg“ mierīgi, jo strāva viņā ir konstanta. Bet kad C pieslēdz, viņa klājumi tūliņ sāk aizlādeties. Tam vajadzīgie lādiņi nāk no loka ķēdes, kapēc tās strāva kļūst vājaka. Tam seko loka atdzišana, no ka viņa pretestība un līdz ar to potenciālu difference starp oglem pieaug. Bet tas vēl jo vairak dzen lādiņus kondensatorā C , strāvu lokā vēl vairak pavājinot. Tā pirmā kondensatora ķēdes pieslēgšanas, resp. strāvas ieslēgšanas brīdī kondensators strauji aizlādejas uz loka enerģijas rēķina.

Tas turpinas tik ilgi, kamēr kondensatora potenciālu difference netop tik liela, ka spēj loka pretestību pārvaret. Tam janotiek, ja šī difference aug straujāki par loka pretestības pamazinašanos. Tad sākas kondensatora izlādešanās. Ar šo brīdi loka ķēdē nu pastāv divas strāvas: viena stacionārā, baterijas B dotā, otra — periodiski oscillejoša, kas rodas kondensatoram izlādejojies. Tanīs brīžos, kad abas šīs strāvas iet vienā virzienā, loka temperatūra pieaug; kad abas strāvas lokā sastopas preti viena otrai, viņa temperatūra pazeminās. Līdzī tam gaiss ap viņu periodiski izplešas un saraujas, radot sekojošus vienu otram sabiežojumus un retinājumus, t. i. noteikta gaŗuma skaņas viļņus. Bet reizi izlādejies, kondensators aizlādejas atkal no jauna. Tā viņa oscillācija paliek ilgstoša, līdzī kam ilgstoša top arī loka oscillācija un dotā skaņa.

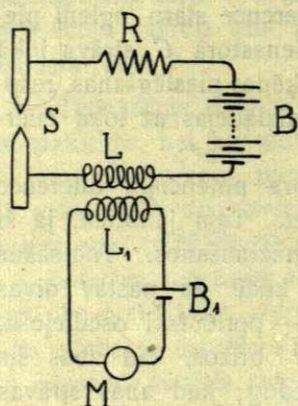
Šo Duddell'a skanošo loku Poulsen's nu izlieto kā vibratoru savā raidošā stacijā. Ja pieslēgtā kondensatora kapacitāte ir C un ķēdes pašindukcija L , tad viņas periods ir

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

Parasti viņš ir ļoti liels, tās oscillācijas frekvence zema. Poulsen's ir rādījis, ka frekvenci var pacelt, ja loka elektrodus atdzesē. Tad viņa saites ar elektrodiem ir vājakas, kapēc viņš aŗaki var sekot oscillejošā kontura vibrācijam. To panāk, liekot lokam degt ūdeņraŗa atmosferā. Kā rādīts I, § 153. ūdeņraŗa siltuma vadītspēja ir ievērojami liela, kapēc loks viņā aŗi atdziest. Ari lokam šķērsam vērsts magnetisks lauks palīdz viņu izdzēst. Ja pie tam vēl elektrodus atdzesē mākslīgi, tad ar šādu Poulsen'a loku var sasniegt augstas frekvences, resp. dabūt īsus elektromagnetiskus viļņus.

Šāda vibratora pretestība ir ļoti maza. Smeldamies paŗa radītā ritmā enerģiju no loka ķēdes, oscillejošais konturs SCL dod nedziestošus viļņus. Tapēc daudzās modernās raidošās stacijās, sevišķī Vācijā (piem., Königsvusterhauzē), Poulsen'a lampa kā vibrators ir plaŗi lietota.

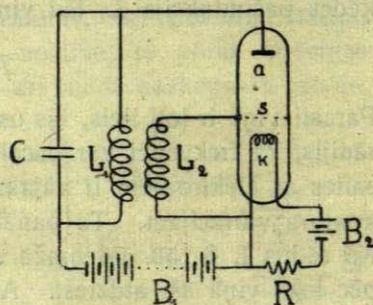
Sakarā ar to atzīējams vēl viens interesants loka oscilācijas gadījums. Zīm. 283. S ir loks starp divam ogleim, kuļām strāvu piegādā baterija B . Viņu ķēdē ieslēgta drāts spole ar pašindukciju L



Zīm. 283.
Dziedošais loks.

un reostats R . L_1 ir otra spole, induktīvi ar L saistīta. Viņa atrodas nelielas (2—4 V) baterijas B_1 un mikroфона M ķēdē. Kamēr mikrofony „klusē“, loks deg mierīgi un bez trokšņa. Bet tiklīdz mikroфона membrana sāk vibrot, spolē L_1 rodas maiņstrāva, kuļa sev līdzīgu inducē spolē L un līdzī tam visā loka S ķēdē. Klādamās pāri baterijas B strāvai, šī pēdējā loku sakarsē un atdzēsē, liekot viņam skanēt tādā pat ritmā, kādā vibrē mikroфона membrana. Tā šāds loks pilnīgi reproducē visu mikrofony ierunato, iedziedato u. t. t.; viņu bieži sauc arī par „dziedošo loku“.

Pēdējā laikā Poulsen'a lokam kā nedziestošu viļņu raidītajam ir radies konkurents, kuļām kā parocības, tā efekta ziņā ir daudz priekšrocību. Tas ir „elektronu raidītājs“; tirgū viņš pazīstams ar dažādiem nosaukumiem (radiotrons, plitrons etc.). Viņa schema redzama zīm. 284. ak ir stikla stobrs, no kuļa cik spējams izpumpētais gaiss. k ir volframa drāts spirāle, B_2 — neliela baterija tās karsēšanai. Kā jau atzīmēts § 286., baterijas B_1 stobra galos dotā potenciālu diference dod viņā strāvu tikai tad, kad drāts k ir sakarsēts līdz sarkan-baltai kvēlei un ar zemāku (negatīvu) potenciālu kā a . S ir stobrā iekausētais drāts siets. Viņa loma pilnīgi būs izprotama tikai § 319.; te tikai atzīmēsim, ka pat ļoti niecīga viņa potenciāla maiņa atstāj lielu iespaidu uz strāvas režīmu starp a un k . Caur pašindukciju L_2 siets S ir savienots ar k . Konturs CL_1 , kā noslēgts vibrators ar periodu $2\pi/\sqrt{LC}$ tieši saistīts ar ak un induktīvi ar L_2 . Ja viņā kādā mirklī rodas oscillācijas, kontūrā SL_2k , resp. uz sieta S inducējas tā pašā perioda maiņus-potenciālu diferences. Tas iespaido no a uz k ejošo, tā saukto anodstrāvu un tā, ka S potenciāla n pieau-



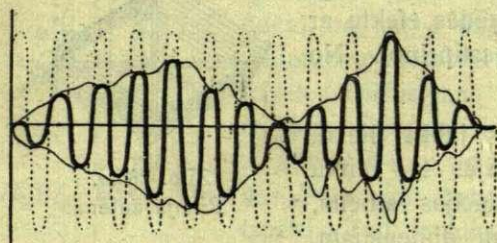
Zīm. 284.
Elektronu raidītājs.

got, anodstrāva pieaug, potenciālam kritoties, šī strāva samazinas. Ta sekas ir tās, ka synchroni ar kontura CL_1 oscillešanu baterija B_1 sūta viņā strāvu, kuŗa kompensē caur dzišanu pazaudeto ta enerģiju — tāpat, kā tas notiek Poulsen'a lokā. Tapēc kontura CL_1 vibrešana ir nedziestoša un tādi pat viņa dotie viņi. Tā ari viņu var lietot kā raiditaju bezdrāts signalizacijā.

Saslēdzot vairakus šādus raiditajos blakus, var sasniegt ļoti lielu efektu. Pēdeajā laikā, pateicoties lielajam vakuumtechnikas progresam, ir kļuvis iespējams izgatavot plitronus priekš ļoti spēcīgām anodstrāvam. Tā, piem., Eifela torņa raidīšanas stacijā ir uzstādīti milzu plitroni ar strāvam līdz 10 amp. Ir ticams, ka tuvākā nākotnē vienīgi viņi kā raiditaji iekāpos paliekamu vietu.

§ 290. Radiotelefono. Elektromagnetisko viņu praktiskā pielietojamība jo plašus apmērus ir sasniegusi pēdejos nedaudz gados. Tas vedams sakarā ar radiotelefonijas attīstību. Techniski attīstītās zemēs — Amerikās Sav. Valstīs un Anglijā — jau simtiem raidošo staciju dod saviem abonentiem bezdrāts koncertus, meteoroloģiskas un citas ziņas. Tas savukārt stāv ciešā sakarā ar detektoru straujo attīstību un — galvenā kārtā, ar tā sauktā audiona jeb pastiprinātāja atrašanu.

Radiotelefono princips ir tas pats, kas radiotelegrafa princips (§ 288.). Raidošā stacijā ir vibrators, kas var dot nedziestošas oscilācijas, piem., Poulsen'a lampa, plitrons vaj tml. Tad viņas antena sūta noteikta gaŗuma (parasti 300—500 m) nedziestošus viņus ar konstantu amplitudi. Bet ja antenā ieslēdz mikrofonu, tad viņa strāvas,



Zīm. 285.

Radiotelefono viņi.

ritmā ar viņa membranas vibrešanu, klājas pāri antenas strāvam, mainot tās viņu amplitudi. Ta sekas ir tās, ka konstantas amplitudes viņu virknes vietā no antenas nāk mikrofonta membranas ritmā deformetas virknes. Tas labi saprotams, skatoties zīm. 285. Ar tievo raustīto līniju vilktā sinusoida ir nedziestošo antenas viņu grafika.

Mikrofonta membranas maiņstrāva, viņai pāri klādamās, dod ar resno līniju norobežotos kalnus un lejas. Kalns rodas tur, kur mikrofonta strāva ir intensīva, leja — kur ta vāja. Atstātumu starp sekojošiem kalniem un lejam nosaka mikrofonta membranas frekvence.

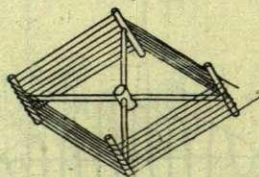
Tā konstantas viļņu virknes vietā no raidošās antenas plūst mikrofonā runaļošās balss ritmā sekojoši impulsi.

Šie impulsi, nonākuši līdz uztverošai stacijai, dod viņas detektora ķēdē vienvirziena strāvas grūdienus. Ja ķēdē ir ieslēgts telefons, šie grūdieni liek viņa membrānai savā ritmā vibret. Bieži viens aiz otra sekojoši impulsi dod biežu membrānas vibrāciju, t. i. augstu toni, reti sekojoši — lēnu vibrāciju, t. i. zemu toni. Jo intensīvaks ir impulss, jo stiprāks ir telefona dotais tonis. Tā viss raidošās stacijas mikrofonā ierunatais ar visām niansem kļūst dzirdams uztverošās stacijas telefonā.

Raidošā un uztverošā stacija ir noskaņotas rezonancē. Pēdējās periodu parasti var mainīt, kādam nolūkam viņas antenas ķēdē ieslēdz maiņus-kondensatoru, kāds redzams zīm. 36. (41. l. p.). Tad viņu var ērti un ātri noskaņot arī uz citu raidošo staciju viļņu gaļumu.

Tuvas raidošās stacijas uztveršanai pietiek ar kristal-detektoru (§ 286.). Tālākām stacijām ar to nepietiek, bet jāņem palīgā pastiprinātais, tā sauktais audions. Viņa schema redzama zīm. 328.; tur, § 319, būs arī sīkaki aprakstīts viņa darbības princips. Tas ir tas pats zīm. 284. attēlotais pliotrons — katodlampa ar diviem elektrodēm — katoda karsejamo spirāli un anoda plati, starp kuriem novietots sietiņš G . Pēdējais ieslēgts detektora ķēdē, pareizāki — šī ķēde pieslēgta pie a, b . Kad viņā rodas antenas uztvertās indukcijas (viļņu) strāvas, sieta G potenciāls mainās šo strāvu ritmā, kam līdzī, tikai daudz intensīvāki mainās anodstrāvas režīms starp A un K , tā tad arī spolē S_1 . Šī režīma maiņa rada spolē S_2 stipras indukcijas strāvas, kuļas starp $a'b'$ ieslēgtā telefonā dod stipru skaņu. Vairākus šādus audionus var saslēgt rindā, antenas, resp. detektora ķēdes efektu ar to tūkstoš- un vairākkārtīgi pastiprinot. No tā arī viņa nosaukums.

Raidošās stacijas antenai jābūt lielai, resp. plašai, lai daudz enerģijas tā varetu isā laikā izsūtīt. Uztverošās stacijas antena, turpreti, var būt ar visai mazām dimensijām. Zīm. 285, a rāda parasti istabā novietojamo radiotelefona, tā saukto rāmja antenu.



Zīm. 285, a .
Rāmja antena.

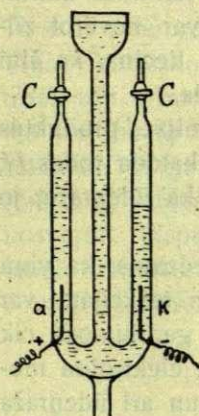
Elektrolize.

§ 291. **Elektrolizes pamatparādības.** Līdz šim apskatītās elektriskās strāvas bija domātas metālos, kuļu raksturīgā īpašība bija tā, ka strāvai tekot viņos nekādas rādīkļa s pārmaiņas nenotiek. Gan

vads sasilst, gan viņā kādā vietā rodas vaj pazūd zinams siltuma daudzums, gan viņā rodas elektrodzineji spēki, bet viņa daba paliek nemainījusies: strāvai izbeidzoties vada īpašības ir tādas pat kā pirms strāvas. Šādu elektrības vadišanas veidu sauc metālisku vadišanu.

Līdzas metaliem ir vēl liels daudzums vielu, kas arī vada elektrību, bet kuņās strāvai plūstot rodas dziļas un paliekošas pārmaiņas — kā ķīmiskas, tā fizikālas. Te pirmā kārtā minami elektrību vadošie šķidrums — skābes, bāzes un daudzu sāļu šķidrums ūdenī vaj citur. Tad dažas, parasti par cietām sauktas vielas, piem., stikls, tad dažī oksīdi u. c. arī pieder pie šīs grupas. Šīs vielas pēc strāvas izbeigšanās ir citādas kā viņas bija agrāki, viņu daba ir mainījusies. Viņas sauc elektrolītus un šo elektrības vadišanas gadījumu par elektrolītisku vadišanu.

Elektrolītu pārmaiņas vispirmā kārtā izteicas viņu ķīmiskā dekompozīcijā: elektrolīts, vienmēr ķīmisks savienojums būdams, sadalās savās vairāk vaj mazāk komplicētās sastāvdaļās. Šī sadalīšanās ir jo sevišķi labi novērojama tanīs vietās, kur strāva tiek elektrolītā ievadīta,

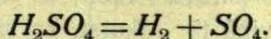


Zīm. 286.

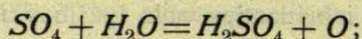
H_2SO_4 - elektrolīze.

resp. aizvadīta no tā — pie tā saucamiem elektrodēm — anoda un katoda. Zīm. 286. rāda trauku, ar kuņu ērti pētāma to elektrolītu sadalīšanās, kam beigu produkti ir gāzejadi. Kā elektrodī te ņemtas platīna plāksnītes *a*, *k*, kas piemetinātas stīklā iekāusetām platīna pievadadrātīm. Elektrodī ņemti no platīna tapēc, ka visus citus metālus lielā mērā iespaido dažādas skābes. Piepildot visu aparātu ar ņemto elektrolītu, piem., H_2SO_4 šķīdumu ūdenī, un tad *a* un *k* kādas baterijas, piem., akumulatora poliēm pieslēdzot, pie *a* un *k* var novērot gāzes pūslīšus, kas pamazām sāk celties šķīdumā augšup. Šīs gāzes ir elektrolīzes produkti. Aiztaisot aizgriezņus *c*, *c* un ļaujot procesam iet ilgāku laiku, var viņas iegūt lielākā daudzumā un tad viņu dabu izpētīt. Tad izrādās, kā H_2SO_4 elektrolīzes gadījumā virs katoda *k* vienmēr rodas ūdeņradis, virs anoda *a* — skābeklis, pie kam pirmā tilpums vienmēr ir divreiz lielāks par otrā tilpumu.

Gan šis process nav tik vienkāršs, kā to varetu domāt, spriežot pēc vienkāršām attiecībām starp viņu beigu produktiem — ūdeņraža un skābekļa daudzumiem. Te atšķaidītās sērskābes molekula sadalās pēc schemas

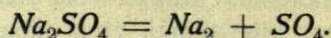


Pirmais no šiem produktiem parādas pie katoda brīvā veidā kā gāze, otrais — radikāls SO_4 , nākdams ar ūdeni sakarā, dod sekundāro reakciju

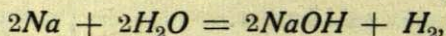


tapēc pie anoda kā galīgie produkti rodas viena H_2SO_4 un viena O -molekula. Pirmā paliek elektrolītā, otrā top brīva. Tā galu galā no elektrolīta pazūd viena H_2O -molekula. Aiz ša iemesla šo elektrolīzes gadījumu dažreiz sauc par ūdens elektrolīzi. Tomēr nav jāizmirst, ka absolūti tīrs ūdens ir izolators un elektrību nevada (sk. § 298.).

Raksturīgo sekundāro reakciju dēļ apskatīsim vēl glaudersāls Na_2SO_4 elektrolīzi. Te Na_2SO_4 - molekula ūdenī sadalās



2 Na - atomi, savienodamies ar 2 ūdens molekulām, dod



t. i. divas nātrija sārma molekulas. Sērskabais radikāls SO_4 , tāpat kā H_2SO_4 gadījumā, ar otru ūdens molekulu dod $H_2SO_4 + O$. Tā galu galā pie viena elektroda (katoda) rodas sārms $NaOH$ un H_2 - molekula, pie otra (anoda) skābe H_2SO_4 un O -molekula. Tapēc, ja ņemtājam Na_2SO_4 ir bijis pielīets drusku neītrālas lakmusa tīnkūras, ap vienu elektrodu — un proti vienmēr katodu, var novērot zilganu, ap otru — anodu — sarkanu krāsojumu. Tas liecīna, ka šīnī gadījumā Na rodas pie katoda, radikāls SO_4 pie anoda.

Tīēši, bez sekundāro reakciju starpnīcības, elektrolīzes produktus dabūjam no sālsskābes HCl šķīduma ūdenī. Tad pie katoda rodas H , pie anoda Cl , kaut gan te brīvā chlora rodas mazāk kā ūdeņražā, jo chlora ūdens stipri absorbē.

No šīem nedaudzīem elektrolīzes piemēriem redzams, ka viņu dažādība, sevīški attīcībā uz iespējamām sekundārām reakcijām, var būt visai liela. Tāda viņa arī tīēšām ir. Bet visos gadījumos, cik komplicēti viņi lai arī nebūtu, valda noteīkts likums: elektrolīta molekulai sadaloties, tās metala atoms vaj to grupas — un arī ūdeņražā atoms — vienmēr rodas pie katoda, pārējā molekulas daļa — pie anoda. No ta, starp citu, redzam, ka arī elektriskā ziņā ūdeņražā atoms citu starpā ieņem īzcīlus stāvokli, savās īpašībās tuvodamies metala atomīem.

Arī parastais stīkls vada elektrību un pie tam elektrolītīskī. Gan tas notīek tīkai pie pietīekoši augstas temperatūras. Tapēc eksperimentam var ņemt dažus centīmetrus garu viņa stīeni, to īeslēgt baterijas ķēdē un tad ar gāzes karstu liesmu sakarset (līdz mīkstumam). Tad drīzi vien stīkls sāk strāvu vadīt, uz ko norāda ķēdē īeslēgtais ampermetrs, pie kam viņš tā sakarst, ka sāk īzīvaīkot, pārīvēršoties

bezformas masā un dodot spilgtu gaismu. Eksperiments labi izdodas, ja stieniti ar pievadrātīm iepriekš noliek uz ķieģeļa un tad karsē. Pēc strāvas pārtraukšanas stikls ir pilnīgi pārvērties, uz ko, starp citu, norāda viņa krāsas maiņa: viņa vadišana ir bijusi elektrolītiska.

§ 292. Faraday'a likumi. Elektroķīmiskais ekvivalents. Elektrolizes parādību pētišanā vislielākie nopelni ir M. F a r a d a y' a m; viņa dotā nomenklatura ir uzglabājusies līdz mūsu dienam. Savu pētījumu rezultātus F a r a d a y' s izteic divos likumos, kas pazīstami viņa vārdā:

1^o Pie kāda elektroda atbrīvotais vielas daudzums elektrolītā ir tieši proporcionāls elektrolītam caurizgājušam elektrības daudzumam;

2^o Dažados elektrolītos viena un tā paša elektrības daudzuma atbrīvoto vielu masas ir proporcionālas viņu ķīmiskiem ekvivalentiem.

Šiem likumiem var dot arī matemātisku ietērpu. Apzīmesīm atbrīvoto vielas masu kādā elektrolītā ar m , tam caurizgājušās elektrības daudzumu ar q ; tad pirmam likumam varam rakstīt:

$$m = \alpha q.$$

Liekot $q = it$, to rakstam

$$m = \alpha it.$$

Te α ir proporcionalitātes faktors, ņemtai vielai raksturīga konstante. Viņas skaitlisko vērtību noteic tas gramu skaits, kas pie attiecīga elektroda top brīvs, kad elektrolītam ir izgājis cauri 1 elektrības daudzuma vienība ($q = 1$), resp. 1 strāvas intensitātes vienība (1 ampers) 1 sekundē. Viņu dabū, laižot attiecīgam elektrolītam cauri noteiktas (mērotas) intensitātes strāvu un tad kādā laikā t atbrīvoto vielas masu nosverot. Vispareizāki tas dabūts sudrabam (skat. nāk. §). Nākošā tabelē ierakstīti šie skaitļi arī dažiem citiem elementiem (gramos, pie $i = 1 \text{ amp/sec.}$)

Elements	α	A
Ag	0,0011183	107,88
H.	0,00001044	1,008
O	0,00008203	16,00
Cu	0,003294	63,57
Cl.	0,003676	35,46
Na	0,0002384	23,00
Zn	0,0003387	65,37

Ja vielas ķīmiskais ekvivalents ir a , tad otrais Faraday'a likums saka, ka

$$\alpha = ca,$$

kur c ir jauns proporcionalitātes faktors. Bet ķīmiskā ekvivalenta a vietā var ņemt viņam proporcionālo gram-ekvivalentu, kas rāda to gramu skaitu, kas kādā savienojumā aizvieto vienu ūdeņraža gramu. Tādiem elementiem, kuri ūdeņradim stājas pretī atoms pret atomu, kādi ir, piem., Na , Ag , K savienojumos $NaCl$, $AgCl$, KCl , $AgNO_3$ u. t. t., viņu gram-ekvivalents ir dots tieši ar to atomsvāriem. Tā Na viņš ir 23,00, Ag 107,88, K 39,9 u. t. t. Ja kāds elements kādā savienojumā stājas divu H -atomu vietā, tad viņa gram-ekvivalents ir puse no tā atomsvāra. Tādi ir, piem., Cu , Fe , Ca savienojumos $CaCl_2$, $CaSO_4$, $CuCO_3$ etc. Al , Mg un daži citi aizvieto trīs H -atomus, kapēc to gram-ekvivalenti ir $\frac{1}{3}$ no viņu atomsvāra. Vispārīgi, ja kāda elementa vaj dažu elementu grupas, piem., (NH_4) ķīmiskā valence (vērtība) ir n , tad šī elementa gram-ekvivalents ir $\frac{A}{n}$, kur A ir viņa atomsvārs. Tapēc otro likumu varam rakstīt

$$\alpha = c \frac{A}{n}.$$

Trešā augšējās tabeles slejā ierakstīti attiecīgo vielu atomsvāri. No viņiem dabūjam koeficienta c skaitlisko vērtību. Tā, piem., sudrabam, kuram $n = 1$, $A = 107,88$, dabūjam

$$c = \frac{\alpha}{A} = \frac{0,0011183}{107,88} = 0,00001036;$$

chloram ar $A = 35,46$

$$c = \frac{0,003676}{35,46} = 0,00001036,$$

t. i. c ir tas pats. Tāpat tas ir arī visiem citiem elementiem. Tā tad c ir universāla konstante, visām vielām viena un tā pati.

Rakstot pirmo Faraday'a likumu formā

$$m = c \frac{A}{n} q$$

un tad

$$q = \frac{1}{c} \frac{mn}{A},$$

redzam, ka $\frac{1}{c}$ ir tas kulonu skaits, kas atbrīvo vienu vielas gram-atomu, resp. tik daudz atomu, cik viņu ir šīs vielas gram-atomā. Nupat dabūtais skaitlis $c = 0,00001036$ tam (noapaļoti) dod

$$F = \frac{1}{c} = 96540 \text{ coul.}$$

Ari šis skaitlis ir universāla konstante. Viņu sauc Faraday'a skaitli.

§ 293. Kulometrs. Novērojumu ceļā ir atrasts, ka Faraday'a likumi pieder pie viseksaktīviem dabas likumiem. Tapēc viņus var ņemt palīgā dažu to lielumu precīzai noteikšanai, kas saistīti viņu izteiksmē. Tā, piem., kādā laikā t strāvas i atbrīvoto vielas daudzumu m var jo precīzi nosvērt, tāpat precīzi izmērit t , no ka tad jo precīzi dabujams i . Tā strāvas intensitāti var atrast ar svaru un pulksteņa palīdzību. Aparatus, kuņos tas notiek, sauc kulometrus, jo līdzī strāvas intensitātei viņi mēro arī novērojuma laikā aizgājušo kulonu skaitu. Kulometrus dažreiz sauc arī par volta metriem; tomēr šāds nosaukums ir mazāk vērtīgs, jo viņu liktā pamatā neka speciāli voltaiska nav.

Visvienkāršākais kulometra veids ir zīm. 287. rādītais; tas ir stikla trauks ar apm. 25% CuSO_4 — šķīdumu ūdenī, kuņā iegremdētas divas labi notīrītas vaņas plātes (vaņa - kulometrs). Noslēdzot caur viņu mērojamo strāvu, ļauj tai plūst noteiktu laiku t . Pēc tam strāvu izslēdz, katoda plati noskalo ar tīru ūdeni, tad nožāvē un nosver. Ja viņas svārs ir p gr un ja pirms eksperimenta viņa svērusi p_0 gr, tad

$$m = p - p_0,$$

no kurienes

$$i = \frac{p - p_0}{\alpha t}.$$

Tā ņemot no tabelem α , izmērojot $p - p_0$ un t , dabujam cauri kulometram gājušās strāvas intensitāti. Ja strāvas ķēdē ir bijis ieslēgts ampermetrs, kas dod i , tad var aprēķināt vaņa elektroķīmisko ekvivalentu α .

Lielaku precīzīti šādā kulometrā sasniedz, ja katoda plati iekā starp divām anoda plātem. Tad elektrolītiskais vaņš nosēžas uz viņas abam pusēm. Lai šis nosēdums būtu stingrs un vēlāk, plati skalojot, nenoietu, strāvas blīvums kulometrā nedrīkst būt pārk liels



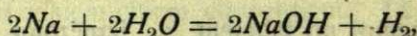
Zīm. 287.
Cu-kulometrs.

— kā rāda novērojumi, ne vairāk par 0,02 amp. uz cm^2 . Bez tam platei jābūt ļoti tīrai, lai atbrīvotais vaļš varetu uz viņas nosēsties jau tūliņ pēc strāvas noslēgšanas. Tas vislabāki panākams, ja strāvu caur kulometru noslēdz jau kādu laiku pirms eksperimenta, tad katoda plati izņem, noskalo, nosausina un tad nosver, tā dabūjot p_0 . Uzmani rikojojies, ar vaļa kulometru var dabūt precizitāti līdz 1%.

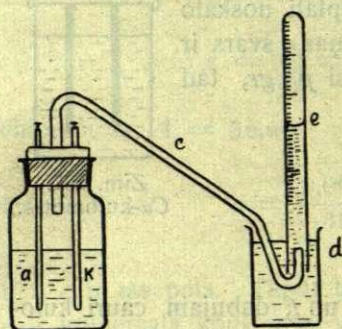
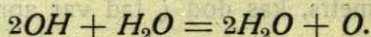
Vaļa kulometrā $CuSO_4$ sadalās pēc shēmas $CuSO_4 = Cu + SO_4$. Cu noguļas uz katoda, SO_4 , savienodamies ar anoda Cu , dod jaunu $CuSO_4$ - molekulu. Tā elektrolīta koncentrācija paliek nemainījusies. Vienīgi anods pamazām izkūst, zaudējot savā svarā tik, par cik katoda svārs pieņemas. Tomēr būtu nepareizi katoda svāra pieauguma vietā mērot šo anoda svāra pamazinašanos, jo Cu reti kad ir pilnīgi tīrs no piemaisījumiem, kuļi, viņam izkūstot, aiziet, elektrības pārnesšanas (strāvas) procesā dalību neņemot.

Liels ir sudraba elektroķīmiskais ekvivalents, kapēc jo precīzus rezultātus dod sudraba kulometrs. Viņā kā katodu ņem tīru platīna plati, kā anodu — sudrabu. Elektrolīts ir apm. 20% $AgNO_3$ šķīdums ūdenī, kuļā sadalīšanās notiek pēc likuma $AgNO_3 = Ag + NO_3$. NO_3 ar sudrada anodu dod jaunu $AgNO_3$ - molekulu, kapēc arī te elektrolīta koncentrācija ar laiku nemainas; elektrolītiskais sudrabs noguļas uz platīna plates.

Daudz lietots ir gāzes - kulometrs; tāds ir arī zīm. 286. attēlotais. Viņā attīstīto gāzu (O vaj H_2) masas aprēķina pēc to tilpuma un blīvuma, ņemot vērā laboratorijas atmosfēras spiedienu un temperatūru. Vienkāršs un parocīgs ir sekošs viņa veids (zīm. 288.). Stīvrā pudelē ar $NaOH$ šķīdumu ūdenī ar laba (gumijas) korķa palīdzību iestiprinātas divas metāla (Ni) plates — anods a un katods k . Te $NaOH = Na + OH$, no kuļiem pirmais pie katoda dod ar ūdeni reakciju



otrais pie anoda —



Zīm. 288.

Gāzes - kulometrs,

Tā pudelē virs šķīduma rodas H_2 un O gāzu maisījums (sprāgstamgāze), kuļi ar korķi ierīkotu cauruli c parastā kārtā sakrāj kub. cm 'os graduētā cilindrā de . Ja t sekundēs pie barometriskā spiediena b un laboratorijas temperatūras T sakrātais gāzes tilpums ir V , tad r e d u-

cēlais viņas tilpums pie 0°C un 760 mm ir

$$V_0 = \frac{V(b-p) \cdot 273}{760(T+273)}.$$

Te p ir pie temperatūras T piesātinātā ūdens tvaika spiediens, ko ņem no tabeļiem (I, § 136.). Gāzes blīvumu ar δ apzīmējot, dabūjam viņas masu kā

$$m = V_0 \delta = \frac{V \delta (b-p) 273}{760(T+273)},$$

no kurienes kulometram cauri gājušās strāvas intensitāte i

$$i = \frac{m}{at} = \frac{V \delta (b-p) \cdot 273}{at \cdot 760 \cdot (T+273)}.$$

§ 294. Elektrolitiskā disociācija. Meklesim tagad aprakstīto parādību un to likumu izskaidrojumu. Iedomasimies trauku ar absolūti tīru ūdeni un viņā novietotus divus, ar baterijas poliem savienotus elektrodus; tad starp viņiem ūdenī ir elektriskais lauks ar noteiktu intensitāti X . Tīrs ūdens ir elektrības nevadītājs, tapēc viņā kā dielektrikā nekādas strāvas nav. Bet strāva tūliņ iestājas, ja ūdenī ielaiž kādas sāls vai skābes molekulas. Kapēc tas tā? Atminesim § 203. par dielektrika polarizāciju sacīto. Elektriskā laukā starp elektrodiem arī dielektrikā rodas dipoļu ķēdes, bet elektrība pa tām neiet tapēc, ka šo ķēžu locekļi ir pārāk stipri, tik stipri, ka elektriskais lauks viņus nespēj saraut. Tāpat tas ir arī tīrā ūdenī. Bet ja nu ūdenī ienāk kādas sāls vai skābes molekulas, viņas, arī savas dipoļu ķēdes radīdamas, var būt mazāk izturīgas. Šo ķēžu locekļi viens aiz otra var pārtrūkt, kapēc tad elektrolītā var rasties brīvi lādiņi, kas iedami pa spēka līnijām, rada strāvu. Tā tad elektrolitiskās vadišanas pamatā ir elektrolītā atšķaidītās vielas molekulu sadrupšana.

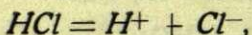
Sadrūpot, katra molekula, kā elektriska sistēma, dod divus individuus: vienu pozitīvu, otru negatīvu. Tā kā pati viņa ir elektriski neitrāla, tad šo individu lādiņu skaitliskās vērtības ir vienādas. Šie indivīdi — kā molekulu lādetas frakcijas, virzas elektriskā laukā, vieni uz vienu, otri uz otru pusi, nesdami sev līdz molekulas masu daļas un noteiktu lādiņu. Viņi ir tas, ko Faraday's sauc par elektrolīta i o n i e m.

Pozitīvais ions, aiziedams galu galā līdz negatīvi lādetam katodam, atdod viņam savu lādiņu, pats palikdams neitrāls — vaj nu kā atoms, vaj kā atomu grupa (piem., NH_4). Tas ir tā sauktais k a t i o n s. Negatīvi lādetā molekulas frakcija — a n i o n s iet pretejā virzienā, un nogājusi līdz anodam, tam atdod savu lādiņu, arī brīva tapdama. Tā

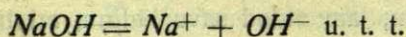
ceļodami, ioni rada elektrības pārvietošanos, elektrības plūsmu, kas ir elektriskā strāva elektrolītā. Viņai līdzīgi iet arī materiālā plūsma, kuļa beidzas ar zinamu un noteiktu vielas daudzumu atbrīvošanu plūsmas galos — pie elektrodēm. Jo vairāk ionu kādā zināmā laikā būs līdz elektrodēm aizgājis, jo vairāk būs elektrības elektrolītam cauri izgājis, jo vairāk vielas pie elektrodēm būs atbrīvots. Tā redzam, ka Faradaya atrastam pirmajam likumam ir jābūt vietā.

Uz šādas domas pamatiem dibināta teorija var izskaidrot arī daudzas citas elektrolīzes parādības. Bet tādā veidā viņa tomēr nav pieņemama, jo vienā punktā tā runā preti eksperimentam. Mēs iedomajamies, ka molekulas (dipolu) sadalīšanās viņas frakcijās — iones notiek elektriskā lauka iespaidā, tāpat kā tas ir, piem., kādā cietā izolatorā, kad viņam cauri sitas dzirkstele. Bet šī sadalīšanās prasa zinamu darbu, noteiktu enerģijas patēriņu, kuļš nevar būt mazāks par to viņas daudzumu E , kas tapa brīvs molekulai no tās atomiem rodoties. Tā tad būtu sagaidāms, ka elektriskā strāva elektrolītā var iestāties tikai sākot ar zinamu stipruma elektrisko lauku viņā, t. i. tikai tad, kad strāvas enerģija, kam molekulas ir jāsaņem, nav mazāka par zinamu noteiktu vērtību E_0 . Bet nu visi, arī visprecīzākie eksperimenti bez izņēmuma liecina, ka nevienā elektrolītā nekāda šāda „slieģņa” strāvas iespējamībai nav, bet gan ka arī vismazākās, visvājākās strāvas ir dabūjamas (ja neņem vērā polarizāciju, sk. § 299.). Tas rāda, ka ne strāva, resp. ne elektriskais lauks ir molekulas saskaldītājs — elektrolīta ionizators, bet ka tā darītājs meklējams citur. Tā tad nupat uzņemta teorija ir jāmodificē.

Šādu viņas modifikāciju 1887. g. ir devis Svante Arrhenius's. Pamatodamies uz novērojuma, ka elektrolītu osmotiskais spiediens vienmēr ir lielāks nekā no koncentrācijas aprēķiniem tas sagaidāms (I, § 90.), Arrhenius's pieņem, ka elektrolītā atšķaidītās vielas (sāļi, skābes) molekulas ir sadalījušās iones jeb disociējušās jau pirms elektriskā lauka ierosināšanas un pie tam pilnīgi pašas no sevis, bez kaut kādas palīdzības no ārienes. Tā, piem., HCl -molekula, iekļuvusi ūdenī, tūlī sadalās pēc shēmas



kur H^+ ir pozitīvais H -ions un Cl^- — negatīvais Cl -ions. $NaOH$ -molekula dod iones



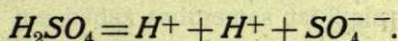
Tā katras molekulas vietā ir radušās itkā divas, kapēc elektrolīta osmotiskais spiediens ir lielaks par aprēķināto.

Tālākais elektrolīzes process ir domāts tāds pat kā augšā aprakstītais. Kad elektrolītā rodas elektriskais lauks, disociācijas ceļā radušies ioni iet viņa spēka līniju virzienā, nesot sev līdz kā elektriskus lādiņus, tā molekulu masu daļas. Pie elektrodiem viņu lādiņi izzūd, kapēc te rodas brīvi un neītrali vielas daudzumi — elektrolīzes produkti. Tā šīnī elektrolītiskās disociācijas teorijā elektriskajam laukam ir ionu dzineja un pārvietotāja, bet ne radītāja loma.

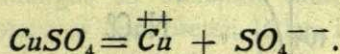
Svarīgu šīs teorijas tālaku slēdzīenu dabūjam ņemot vērā otro Faraday'a likumu. Ja visām vielam viņu viena gram-ekvivalenta atbrīvošanai ir vajadzīgs viens un tas pats elektrības daudzums $F = 96540$ kulonu, tad tas rāda, ka visi vienvērtīgu vielu ioni nes vienu un to pašu lādiņu $e = \frac{F}{N}$, kur N ir Avogadro skaitlis ($= 6,02 \cdot 10^{23}$). Tas redzams no savienojumiem HCl , $NaCl$, $AgNO_3$ u. t. t., jo lai šīs molekulas būtu neītrālas, negatīvā Cl -iona lādiņam jābūt tādā, kāds ir pozitīvā H -iona lādiņš, bet tas savukārt prasa, lai arī visu citu viņam ekvivalento ionu, piem., Na lādiņi būtu tādi pat. Tā tad vienvērtīgu vielu elektrolītos visi ioni, neatkarīgi no ārējiem apstākļiem, nes vienu un to pašu elektrības daudzumu

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96540 \cdot 3 \cdot 10^9}{6,02 \cdot 10^{23}} = 4,78 \cdot 10^{-10} \text{ E. S. V.}$$

Ja ions ir divvērtīgs, viņa lādiņam jābūt divreiz lielākam, t. i. $2e$. Tas redzams, piem., no šādas shēmas:

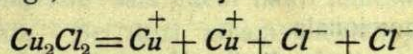


Lai te molekula varetu būt neītrāla, SO_4 -iona negatīvajam lādiņam ir jābūt divreiz lielākam par H^+ -iona lādiņu. Bet tad kādā savienojumā, piem., $CuSO_4$ arī Cu -ionam jābūt divreiz lādetam:



Tāpat spriežot atrodam, ka trīsvērtīgu vielu ioni ir trīsreiz vairāk lādeti kā vienvērtīgu vielu ioni u. t. t.

Gan jāpiezīmē, ka kādas divvērtīgas vielas ions ne katreiz ir divvērtīgs, t. i. ar lādiņu $2e$. Tā, piem., Cu -ions savienojumā $CuSO_4$ vaj $CuCl_2$ ir divvērtīgs, bet savienojumā



viņš ir vienvērtīgs.

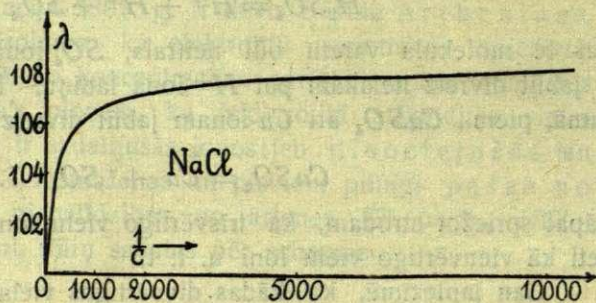
Ar to mēs esam nonākuši pie ārkārtīgi svarīga slēdzīena. Ja elektrība elektrolītā iet ionu nestā, tad katrs viņas daudzums tiek

sanests noteiktu porciju veidā. Ja ions ir vienvērtīgs, šis atsevišķās porcijas ir vienmēr vienādas ar visvieglākā iona — H -iona lādiņu e . Ja ions ir divvērtīgs, tad viņš nes $2e$ u. t. t. Tā visi elektrības daudzumi q ir itkā salikti no noteikta lieluma neatkarīgām porcijām e . Un nekad nekur neviens novērojums vēl nav rādījis, ka Faraday'a skaitlis būtu mazāks par 96540 kul.; tapēc nevienā elektrolizes procesā nav sastopams lādiņš, kas būtu mazāks par H -lādiņu ($+e$). Tā tad vismaz elektrolītiskos procesos elektrība ir salikta no elementarlādiņiem e , par kuņiem mazāku vairs nav. Tā tad te ir tas pats, kas vielā: arī viela ir salikta no neatkarīgām porcijām, par kuņām mazāku vairs nav — atomiem. Tā redzam, ka arī elektrībai ir atomistiska struktūra; viņas atoms — vismazākais iespējamais tās daudzums — ir vienvērtīgu vielu ionu lādiņš $e = 4,78 \cdot 10^{-10} E. S. V. = 1,59 \cdot 10^{-20} E. M. V.$ Visi citi pārejie elektrības daudzumi, kādi viņi arī nebijuši, ir salikti no šiem. Šo visai svarīgo elektrības lādiņu e uz Stanley'a priekšlikumu sauc par elektronu. Tā visi, vismaz elektrolītiskie elektrības daudzumi ir salikti no elektroniem.

§ 295. Disociācija un osmotiskais spiediens. Disociācijas pakāpe. Kā redzējam, elektrolītiskās disociācijas teorijas galvenais atbalsts ir elektrolītu osmotiskā spiediena novēršanās no koncentrācijas likuma. Kā otru atbalsta punktu te dod elektrolītu vadītspējas anomālā atkarība no koncentrācijas.

Šādai atkarībai jābūt. Ja strāvas sākumā elektrolīta koncentrācija ir N , tad vienā viņa kub. centimetrā atrodas noteikts skaits pozitīvu un negatīvu ionu, kuņi visi ņem dalību elektrības pārnesšanā; ar to strāvas intensitāte ir stingri noteikta. Ja koncentrācija ir mazāka, piem., $\frac{N}{2}$, tad strāvas nesejiem arī jābūt divreiz mazākā skaitā, un līdz ar to strāvai divreiz vājākai. Tā vispārī sagaidāms, ka strāvas intensitāte elektrolītā būs viņa koncentrācijai tieši proporcionāla.

Novērojumi, turpreti, ir citādi. Koncentrācijai pamazinoties strāva gan paliek vājāka, bet daudz mazāk, kā tas pēc proporcionalitātes likuma domājams. Tas redzams no zīm. 289., kuņš dod tieši ekspe-



Zīm. 289.

Koncentrācija un vadītspēja.

Novērojumi, turpreti, ir citādi. Koncentrācijai pamazinoties strāva gan paliek vājāka, bet daudz mazāk, kā tas pēc proporcionalitātes likuma domājams. Tas redzams no zīm. 289., kuņš dod tieši ekspe-

rimentā dabūto sakaru starp $NaCl$ atšķaidījumu $\frac{1}{c}$ un vadīspēju λ .

No tā slēdzam, ka vaj nu ionu ātrumi ar koncentrācijas pamazināšanos pieaug, no kam vienā laika vienībā pārnestās elektrības daudzumi kļūst lielāki, vaj arī ionu skaits pieaug. Pirmā hipotēze būtu ļoti maz pamatota un maz ticama, jo ionu kustību, resp. to pretestību, kuņu viņi savā ceļā sastop, galvenā kārtā noteic šķīdinātāja, bet ne atšķaidītās vielas molekulu daudzums; pēdejo relatīvi ir ļoti maz. Tapēc jāpieņem otrā iespējamība un tad jādama, ka elektrolitā ne visas molekulas parasti ir disocietas; ka elektrolīts ir disociets ne pilnīgi, bet gan tikai līdz zinamai pakāpei. Tā elektrolitam var būt dažādas disociācijas pakāpes, kas atkarīgas no viņa koncentrācijas.

Lai te gūtu kādu pieturas punktu, jāizdomā kāds disociācijas procesa mehanisms. Kaut cik uz reāliem pamatiem mēs paliekam, atminoties dielektriskā apvidus iespaidu uz elektriskā spēka lauka intensitāti. Kā bija rādīts § 202., Coulomb'a spēki starp diviem lādiņiem e_1 un e_2 ir preteji proporcionāli tā apvidus dielektriskai konstantei K , kuņā viņi atrodas

$$f = \frac{1}{K} \cdot \frac{e_1 e_2}{r^2}.$$

Gaisam K ir ļoti tuva 1, ūdenim $K = 80$. Tapēc, ja gaisā kādas molekulas, piem., $NaCl$ -molekulas frakcijas Na^+ un Cl^- turas cieti kopā, ūdenī viņu-saites ir ap 80 reizes vājākas. Tā kā ūdenī $NaCl$ -molekula pastāvīgi kustas, vienmēr ar pārējām molekulām sadurdamās, tad var gādīties, ka pie kādas sadursmes dabūtais trieciens ir tik liels, ka molekula viņu neiztur un saplīst divos ionos. Ta tad ir elektrolitiskā disociācija. Bet nu šie jaunie ioni arī mierā nestāv. Savā ceļā viņi sastop kā ūdens molekulas, tā arī vēl nesaplīsušas neitralās sāls molekulas un arī sev līdzīgas šo molekulu frakcijas. Tapēc ir iespējams, ka kaut kur sastapsies divi preteji lādeti ioni un pie tam tādos apstākļos, ka viņu elektrostatiskā pievilkšanās būs lielāka par viņu tieksmi šķīrties (kustības impulsu). Tad abi ioni atkal savienosies, lai neitralas molekulas veidā turpinātu ceļu tālak — līdz nākošam kādam triecienam. Tā elektrolitā ies blakus divi procesi: disociācijas jeb ionizācijas un asociācijas jeb molizācijas procesi. No sākuma, kad sāls ūdenī tikko iemesta, iet galvenā kārtā pirmais — disociācija. Bet drīzi viņam pievienojas otrais, jo ionu sastapšanās biežums aug līdz ar viņu skaitu. Tapēc ar laiku iestājas mirklis, kad abi šie procesi top vienādi intensīvi. Tad cik vienā laika vienībā ionu šķīdumā rodas, tik tanī pašā laikā asociācijas ceļā iet zudumā.

Tad elektrolītā iestājas dinamisks līdzsvars starp ionizāciju un moliāciju, kas raksturots ar noteiktu viējo brīvo ionu skaitu — noteiktu disociācijas pakāpi.

Gan nav jādōmā, ka hipoteze par dielektriskā apvidus iespaidu uz disociāciju ir vienīgi iespējamā un jau pilnīgi pareizā. Bet ar viēju elektrolītu vadīspējas atkarība no koncentrācijas top saprotama. Acimredzot, disociācijas pakāpe būs jo lielāka, jo mazāka būs koncentrācija, jo tad elektrolītā būs mazāk ionu un mazāka būs viēju asociācijas varbūtība. Rezultatā tad lielāks molekulu procents paliks disociēti, līdz ar to brīvo ionu — strāvas nesēju skaits būs lielāks par to, kuēju prasa koncentrācija.

No sacītā redzams, kāda liela nozīme elektrolītiskās parādībās ir disociācijas pakāpei. Viēju parasti izteic ar noteiktu skaitli α — sauktu disociācijas koeficientu — kā to attiecību, kādā stāv disociēto molekulu skaits ar atšķaidīto molekulu skaitu, jeb, kas tas pats, kuēš rāda, kāda šķīdumā esošā molekulu daļa ir disociējusies. Viēju dabū, pētot elektrolītu osmotisko spiedienu.

Apzīmesim ar N elektrolītā esošo molekulu skaitu (koncentrāciju); tad disociētas ir αN molekulas ($\alpha < 1$). Ja katra no tām dod n ionus (parasti $n = 2$), tad šķīdumā ir $N - \alpha N$ nedisociētu molekulu un $n\alpha N$ ionu, kopā

$$N - \alpha N + n\alpha N = N[1 + (n - 1)\alpha]$$

individu. Visi šie individu ņem daļību šķīduma osmotiskā spiediena p radīšanā, pie kam p ir viēju skaitam proporcionāls. Ja disociācijas nebūtu un šķīdumā būtu tikai N molekulas, osmotiskais spiediens būtu cits, $p_0 < p$. Tapēc varam rakstīt saprotamu vienādību

$$\frac{N[1 + (n - 1)\alpha]}{N} = \frac{p}{p_0},$$

no kurienes

$$\alpha = \frac{p - p_0}{(n - 1)p_0}.$$

Kā jau minēts, parasti $n = 2$. Tapēc

$$\alpha = \frac{p - p_0}{p_0}.$$

Tā izmērojot p un aprēķinot p_0 , var atrast disociācijas koeficientu α .

Otrais ceļš α dabūšanai ir — meklet viēja sakaru ar elektrolīta vadīspēju. Kā no sacītā redzams, šķīduma vadīspēja būs jo lielāka, jo lielāka ir viēja disociācijas pakāpe, resp. α . Tapēc, apzīmejojot ar

λ_c tā saukto molekularo jeb ekvivalento vadītspēju, saprotot ar to parasti definēto vadītspēju σ , dalītu caur koncentrāciju c , varam rakstīt

$$\lambda_c = k\alpha,$$

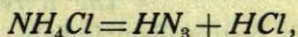
kur k ir proporcionalitātes faktors. k būtu $=\lambda$, ja $\alpha=1$; bet $\alpha=1$ nozīmē, ka visas elektrolītā esošās molekulas ir disocietas. Tas būtu iespējams bezgalīgi (praktiski ļoti) atšķaidītā šķīdumā. Šāda šķīduma vadītspēju ar λ_∞ apzīmējot, rakstam

$$\alpha = \frac{\lambda_c}{\lambda_\infty}.$$

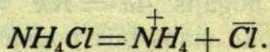
Tā zinot λ_c un λ_∞ , var dabūt α . Kādas metodes te lietojamas, par to būs runa turpmāk.

Beidzot minami vēl daži punkti, kuŗi var dot iemeslu iebildumiem pret disociācijas teoriju. Ja neitrāla molekula ūdenī sadalās ionos, tad var rasties jautājums, kā, piem., alkaļu metālu — nātrija, kalija etc. gadījumā viņu ioni tur var eksistēt? Kapēc viņi, tiklīdz radušies, tūlī nesavienojas ar ūdeni? Tāpat arī aktivā SO_3 -iona un viņam līdzīgu aktīvu ionu gadījumā? Bet te nav jāaizmirst, ka **i o n s n a v a t o m s**. Ions ir lādets atoms, vaj atomu grupa, kapēc viņam ir citas īpašības kā neitrālam atomam. Tas ir itkā atoma un elektrības savienojums. Tas, starp citu, rāda, ka elektriskie lādiņi vielas īpašību noteikšanā spēlē lielu lomu (skat. § 325.).

Otrs iebildums varetu būt tas, ka kādas molekulas elektrolītiskai disociācijai vajadzīgā enerģija nav vienāda ar to, kas japatērē liekot molekulai citādi disociēties, piem., pie augstas temperatūras. Tomēr šāds iebildums būtu nevietā, jo šie divi disociācijas procesi ir pavisam dažādi. Tas redzams no sek. piemēra. Salmiaks NH_4Cl pie augstas temperatūras sadalās pēc shēmas



elektrolītā, turpreti, ta disociācijas produkti ir



Tā tad te ir divi, pēc būtības dažādi procesi, kuŗu enerģiju bilances var būt arī nevienādas.

§ 296. Ionu migrācija (ceļošana). Tagad aplūkosim ionu kustības raksturu elektrolītā tuvāki. Viņu nosaka divi faktori: vispirms ionam pieliktais elektriskais spēks, otrkārt iona sastaptā pretestība. Pirmais ir noteikts ar iona lādiņu e un lauka intensitāti X kā Xe .

Iona sastaptā pretestība, turpreti, ir mechaniskas dabas spēks, kas uz viņu darbojas, tam ar pārejām molekulām saduroties. Aiz ša iemesla ions ātrums ir mazāks par to, ar kādu viņš kustētos elektriskā laukā pilnīgi brīvi iedams. No sākuma, kad lauks elektrolītā tikko rodas, ions kustas paātrināti. Bet viņa ātrumam līdzīgu sastaptā pretestība, jo līdzīgu ātrumam pieņemas sastapto molekulu, resp. sadursmju skaits, kapēc ar laiku ions kustība top vienveidīga (stacionāra).

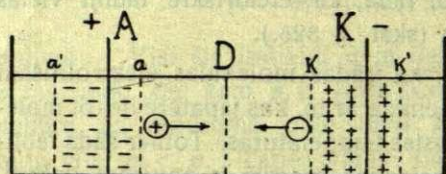
Tomēr dažādu vielu ioniem arī šie stacionārās kustības ātrumi ir stipri dažādi, pat vienas un tās pašas vielas pozitīvo un negatīvo ionu ātrumi nav vienādi. Ta iemesls meklējams dažādu vielu ionu dažādos tilpumos, tā tad dažādās pretestībās. Tas arī sagaidāms, jo piem., $NaCl$ -molekulā Na -iona un Cl -iona tilpumi var būt nevienādi, tāpat Na -iona un SO_4 -iona tilpumi, u. t. t. Bez tam vēl ions elektrolītā nekad gandrīz nav pilnīgi brīvs, bet vienmēr aplīpis ar lielāku vai mazāku neitrālo molekulu skaitu; arī tas maina viņu patiesos tilpumus, līdz ar to kustības ātrumus.

Ionu kustības aprakstam noder jēdziens par tādu ātrumu, ar kuŗu ions kustētos elektriskā laukā ar intensitāti $1 \frac{Volt}{cm}$. Ja pozitīvajam ionam šis ātrums ir u , negatīvajam v , tad pirmais, būdams spēka $+Xe$ iespaidā, kustas ar ātrumu $U = Xeu$, otrs, spēka $-Xe$ iespaidā,

ar ātrumu $V = -Xev$. Nu domāsim elektrolīta stabu starp elektrodiem A, K (zīm. 290.) ar šķērsriezuma laukumu $1 cm^2$, un pieņemsim, ka viņā negatīvie ioni iet ātrāki par pozitīviem ($V > U$). Ja elektrolīta koncentrācija ir N , tad katrā viņa cm^3 ir N pozitīvu un N negatīvu ionu.

Tā kā visiem pozitīvajiem ioniem ir kopīgs ātrums U un visiem negatīvajiem ātrums V , tad var sacīt, ka pēc vienas sekundes pozitīvo ionu stabs būs nogājis $Aa = Kk' = U cm$ pa labi, ieņemot stāvokli ak' , negatīvo ionu stabs būs nogājis $Kk = Aa' = V cm$ pa kreisi stāvokli ka' . Abu šo pārvietošanos rezultātā ap K rodas tilpums $kk' = U + V = X(u + v)e$, kuŗā nav nekādu negatīvu ionu, ap A tik pat liels tilpums bez pozitīviem ioniem. Pirmā tilpumā palikušie $+$ - ioni, skaitā $N(u + v)Xe$, atdod savus lādiņus katodam un paši top par brīviem atomiem. Ja viņu atomsvars ir A_p , tad to kopejā masa ir

$$M_p = NA_p(u + v)Xe.$$



Zīm. 290.
Ionu migrācija.

Otrā tilpumā ap anodu A atbrīvoto anionu kopejo masu tādā pat ceļā aprēķinot, dabujam

$$M_n = NA_n(u + v)Xe.$$

No ta nāk

$$\frac{M_p}{M_n} = \frac{A_p}{A_n},$$

jeb vārdos: pie elektrodiem atbrīvoto ionu masas ir viņu atomsvāriem proporcionālas. Tas ir Faradaya otrais likums.

Domāsim elektrolīta stabā (zīm. 290.) šķērsgrīzumam D un mērosim viņam vienā sekundē cauri izgājušo ionu masas. Pozitīvie ioni, iedami ar ātrumu $U = uXe$, nes sev līdz masu

$$m_p = NA_p u Xe.$$

Negatīvie ioni tanī pašā laikā iznes caur D masu

$$m_n = NA_n v Xe.$$

Tanī pašā laikā pie elektrodiem atbrīvotās masas ir M_p un M_n . Lielumus

$$n_+ = \frac{m_p}{M_p} = \frac{NA_p u Xe}{NA_p(u + v)Xe} = \frac{u}{u + v} = \frac{U}{U + V}$$

un

$$n_- = \frac{m_n}{M_n} = \frac{NA_n v Xe}{NA_n(u + v)Xe} = \frac{v}{u + v} = \frac{V}{U + V}$$

Hittorfs sauc pār pozitīvo un negatīvo ionu transportskaitļiem. Viņi nosaka abu ionu sugu ātrumu attiecību.

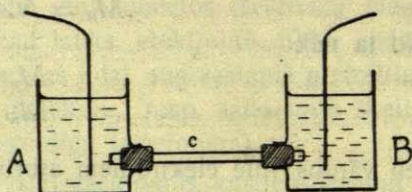
Transportskaitļi stāv noteiktā sakarā ar koncentrācijas maiņu pie elektrodiem; tas dod iespēju viņus atrast. Ja novērojuma laikā pie katoda ir pienācis ar ioniem pildīts tilpums Kk' (zīm. 290.) un aizgājis tilpums Kk , tad tanī pašā laikā pie anoda ir radies tilpums Aa' un pazudis tilpums Aa . Ja negatīvie ioni skrien ātrāki par pozitīviem, tad elektrolīta koncentrācija pie anoda ir tapusi lielāka, katoda — mazāka. Tapēc, ja traukā ar $CuSO_4$ - šķīdumu ūdenī ierīko vaļā drāts horizontālus elektrodus, vienu virs otra, tad, strāvai tekot, no katoda augšup ceļas redzamas strūklas, kas nav nekas cits, ka mazāk blīvs palikušais $CuSO_4$ šķīdums. Ja katods ir augstāk, anods zemāk, tad no pirmā strūklas iet uz augšu, no otrā — uz leju. Ar laiku var novērot, ka ap katodu arī šķīduma krāsa top gaišāka: te šķīdums ir palicis mazāk blīvs.

Šo koncentrācijas maiņu pie elektrodiem var arī diezgan precīzi izmērot ar zīm. 291. attēloto metodi. A un B ir savienoti ar cauruli

c , kuŗa ir tik tieva, ka traukos A un B radušās koncentrācijas diferences nepaspēj izlīdzināties. Kad strāva ir kādu laiku plūdusi, viņu izslēdz un tad, ņemot no A un B noteiktas porcijas, izpēta viņu koncentrācijas.

Kā no sacītā redzams, kāda iona koncentrācijas maiņa ir viņa ātrumam proporcionāla. Tapēc varam rakstīt

$$\frac{\text{Konc. maiņa pie katoda}}{\text{Konc. maiņa pie anoda}} = \frac{v}{u}.$$



Zīm. 291.

Koncentrācijas maiņa.

Tas dod abu iona ātrumu samēru un līdz ar to viņu transportskaitļus n_+ un n_- :

$$n_+ = \frac{1}{1 + \frac{v}{u}}; \quad n_- = \frac{1}{1 + \frac{u}{v}}.$$

Tādā ceļā ir atrasts aniona transportskaitlis pie 18°C , ja m ir vienā litrā atšķaidīto gram-ekvivalentu skaits:

Elektrolīts	$m=0,01$	$m=0,1$	$m=1$
KCl . . .	0,506	0,508	0,514
$NaCl$. . .	0,604	0,611	0,623
$AgNO_3$. .	0,529	0,528	0,519
HCl . . .	0,170	0,162	0,160
$\frac{1}{2} H_2SO_4$. .	0,175	0,175	0,175

§ 297. Ionu ātrumi. Zinādami ionu transportskaitļus, varam atrast arī viņu kustības ātrumus elektrolītā. Bet vispirms palūkosim, kā šie ātrumi saistas ar elektrolīta vadītspēju.

Aprēķināsim to elektrības daudzumu, kas zīm. 290. iet vienā laikā vienībā cauri šķērsgriezumam D . Vienā sekundē pa labi pāiet $NuXe$ negatīvu ionu, pa kreisi $NvXe$ pozitīvo. Pirmie nes lādiņu sumu $NuXe \cdot e$, otrie $NvXe \cdot e$. Tā tad cauri vienam D šķērsgriezuma cm^2 vienā sekundē iziet $NvXe \cdot e + NuXe \cdot e = N(u+v)Xe^2$ lādiņu vienību. Tas dod strāvas blīvumu.

$$j = N(u+v)Xe^2.$$

Liksim te $Xe = E$ ka elektrodzīneja spēka izteiksmi; tad, salīdzinot

šo ar Ohm'a likuma izteiksmi, elektrolīta vadītspēju σ dabūjam

$$\sigma = (u+v) Ne.$$

Ne ir vienā tilpuma vienībā (cm^3) esošo ionu skaits. Ja elektrolīta koncentrācija ir c , rēķinata gram-ekvivalentos uz litra šķīduma, tad vienā cm^3 ir $c \cdot 10^{-3}$ gram-ekvivalenta. Bet tā kā katrs gram-ekvivalents nes sevī 96540 kulonu elektrības, tad $Ne = 96540 \cdot c \cdot 10^{-3}$. No tā tad aprēķinām

$$u + v = \frac{\sigma}{96540 \cdot c} 10^3.$$

Bet $\frac{\sigma}{c} = \lambda$ ir molekularā vadītspēja (§ 295.). Tā redzam, ka viņa ir noteikta ar abu ionu ātrumu summu. Tapēc zinot n un no eksperimenta atrodot λ , dabūjam $u + v$ un līdz ar to u un v . Sek. tabelē ierakstīti dažū ionu ātrumi elektriskā laukā 1 $\frac{volt}{cm}$ pie temperatūras $18^\circ C$ (koncentrācija c ļoti maza):

Ions	u	Ions	v
<i>Li</i>	0,000347 $\frac{cm}{sec}$	<i>Cl</i>	0,000678 $\frac{cm}{sec}$
<i>Na</i>	0,000450	<i>J</i>	0,000685
<i>K</i>	0,000670	<i>NO₃</i>	0,000639
<i>NH₄</i>	0,000663	<i>ClO₃</i>	0,000570
<i>Ag</i>	0,000562	<i>QH</i>	0,001800
<i>H</i>	0,003260	$\frac{1}{2}SO_4$	0,000691

Ionu ātrumi ir atkarīgi arī no elektrolīta temperatūras. Novērojumi rāda, ka temperatūrai par $1^\circ C$ paceļoties, ātrumi mainas par apm. 1,5—2,5%. Par to būs vēl runa nāk. §.

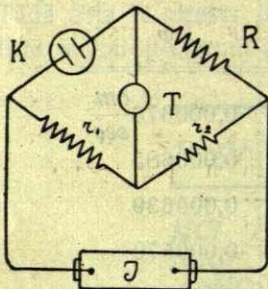
Ir atrastas vairākas metodes, ar kuļām ionu ātrumi ir tieši dabūjami. No viņām te atzīmesim W. C. D. Whetham'a metodi. Divi elektrolīti ar kopīgu kādu ionu, vienādām vadītspējām, bet dažādiem blīvumiem ir uzlieti viens uz otra tā, ka starp viņiem rodas krāsa robeža. Tādi elektrolīti ir, piem., normalie kalija bichromāta ($K_2Cr_2O_7$) un kalija karbonāta (K_2CO_3) šķīdumi ūdenī. Pirmais no viņiem ir krāsains. Elektriskās strāvas ķēdē K^+ -ioni iet vienā virzienā, krāsainais $Cr_2O_7^-$ un bezkrāsainais CO_3^- -ions otrā. Līdzī tam pārvietojas abu šķīdumu krāsā robežā $Cr_2O_7^-$ -ionu virzienā. Šīs pārvietošanās ātrums tieši dod $Cr_2O_7^-$ -iona ātrumu. Ari bezkrāsainiem elektrolītiem

ši metode derīga, jo abu šķidrumu robežas pārvietošanai var sekot optiskā ceļā, mērojot viņu refrakcijas koeficientus.

§ 298. Elektrolītu vadītspēja. Elektrolītu vadītspējas eksperimentālai noteikšanai stāv ceļā dažas grūtības. Kā pirmā no tām minama tās pārmaiņas, kuņas parasti rodas uz elektrodiem kā dažādo sekundāro procesu rezultāti un kuņu dēļ starp elektrodiem rodas potenciālu diferences, kas vērstas pretī pieliktai ārejai diferencei (polarizācija, sk. nāk. §). Šo diferencu nenoteiktība un svārstība rada lielu kļūdu visos aprēķinos.

Šo grūtību nav tajos gadījumos, kad pie elektrodiem nekādu pārmaiņu nav, kā, piem., $Cu|CuSO_4|Cu$ gadījumā, kur pie katoda kādā laikā tikpat Cu parādas, cik pie anoda viņa pazūd. Otrkārt, polarizācijas kļūdu var stipri reducēt, ja elektrodus ņem lielus, jo tad novērojuma laikā, sevišķi vēl, ja viņš nav gaļš, uz viņiem radušos produktu kārtas ir plānas, kāpēc polarizācijas elektrodzineja spēki ir mazi. Bet tomēr visprecīzākos rezultātus dabū, lietojot līdzstrāvas

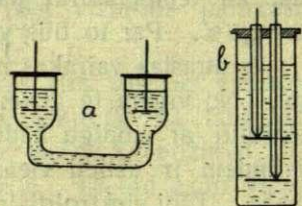
viētā maiņstrāvu. Tad strāva, vienā virzienā iedama un pie elektrodiem pārmaiņas radīdama, otrā virzienā iedama tās tūlī atkal iznīcina. Kā tāds maiņstrāvas avots visai parocīgs un noderīgs ir neliels induktors, kas dod līdz 200 strāvas maiņu sekundē. Zīm. 292. dod attiecīga eksperimenta shēmu. Trauks K ar pētamo elektrolītu ieslēgts $Wheatstone$ 'a tīlā kā ceturrtā pretestība. Ņemot noteiktu R un mainot r_1 un r_2 attiecību tā, lai tīlā induktoram strādādot nekādas strāvas nebūtu, dabū elektrolīta pretestību.



Zīm. 292.

Elektrolīta vadītspēja.

Maiņstrāvai, kādu dod induktors J , parastais galvanometrs tīlā nav lietojams. Tapēc te jāņem kāds cits indikators, piem., $Dudde$ ll'a galvanometrs, kuņa rādījumi ir no strāvas virziena neatkarīgi. Tomēr kā visparocīgākais indikators ir galvanometra vietā tīlā ieslēgts telefons. Katrs strāvas impulss viņā dod labi sadzirdamu krakšķi; telefons klusē, ja tīlā strāvas nav.



Zīm. 293.

Zīm. 293. dod šādos eksperimentos lietoto trauku formu. Zinot elektrodu virsmas laukumu un viņu atstātumu, var aprēķināt strāvas ceļa tilpumu, un tad specifisko vadītspēju.

Kā jau minēts, elektrolīta vadītspējai ir jābūt no viņa koncentrācijas atkarīgai. Nākošā tabelē ir ierakstīta šī atkarība *KCl*-šķīdumam ūdenī, pie kam koncentrācija ir dota gram-ekvivalentos uz litru:

Koncentrācija	Spec. vadītsp. σ	Molekular-vadītsp.
		$\lambda = \frac{\sigma}{c}$
3,0	0,2637	0,0879
1,0	0,0977	0,0977
0,5	0,0509	0,1018
0,1	0,01113	0,1113
0,01	0,001219	0,1219
0,001	0,0001268	0,1268
0,0001	0,00001285	0,1285
0,00001	0,000001293	0,1293

Trešā tabeles slejā ir ierakstīta molekulārā vadītspēja, kuņas grafika ir ļoti līdzīga zīm. 289. Ta rāda, ka līdz ar elektrolīta atšķaidījumu krītas viņa specifiskā, bet pieaug molekulārā vadītspēja. Tas izskaidrojams ar to, ka līdz ar atšķaidījumu aug arī disociācijas pakāpe (§ 295.), kāpēc vadišanā ņem dalību relatīvi vairāk jonu. Nāk. tabele dod dažu normalu ($c=1$) šķīdumu vadītspēju (ūdenī, pie $18^{\circ}C$)

Elektrolīts	$\sigma = \lambda$ $omos \times 10^5$	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt}$
<i>KCl</i>	98,2	0,0193
<i>NaCl</i>	74,3	0,0212
<i>LiCl</i>	63,4	
<i>KNO₃</i>	80,5	0,0200
<i>NaNO₃</i>	65,9	0,0215
<i>AgNO₃</i>	67,8	0,0210
$\frac{1}{2}CaCl_2$	67,5	
$\frac{1}{2}Na_2CO_3$	45,5	
$\frac{1}{2}Na_2SO_4$	51,0	0,0236
<i>KOH</i>	184	0,0186
<i>NaOH</i>	160	0,0197
<i>HCl</i>	301	0,0159
$\frac{1}{2}H_2SO_4$	198	0,0120
$\frac{1}{2}CuSO_4$	25,8	0,0216
<i>HNO₃</i>	300,0	0,0150

Trešā tabeles sleja dod attiecīgo elektrolītu temperatūras koeficientus, t. i. skaitļus, kuņi rāda, par cik relatīvi mainas vadītspēja temperatūrai mainoties. Kā ta piemēru varam ņemt normalšķīduma *KCl*:

temperatūra	10°	14°	18°	22°	26°
$\sigma \cdot 10^5$	83,1	90,6	98,2	105,9	113,7

Praksē var iztikt ar empirisku formulu

$$\sigma = \sigma_{18} [1 + \beta (t - t_{18})],$$

kur β — ņemtajam elektrolītam raksturīga konstante.

β vienmēr ir > 0 , tā tad elektrolītu vadītspēja ar temperatūru pieņemas, pretestība krītas. Viņi izturas preteji metāliem, kuņiem pretestība ar temperatūru pieņemas (§ 218.).

Ari stiklam $\beta > 0$, tapēc sakarsets viņš elektrību labi vada, pie kam viņa alkalis (*Na*, *K*, *Li*) atbrīvojas pie katoda. Tā tad stikls ir elektrolīts. Tāpat daudzām citām cietām vielām, piem., porcelānam $\beta > 0$. Tas rāda, ka viņās elektrība plūst elektrolītiskā ceļā. Ari oglei $\beta > 0$, t. i. viņas pretestība temperatūrai ceļoties paliek mazaka.

Svarīgs ir jautājums par ūdens vadītspēju, jo lielais vairums elektrolītu tiek viņā šķīdināts. Dabas ūdens, pastāvīgi sakarā ar dažādiem sāļiem būdams, nekad nav tīrs, tapēc vienmēr elektrolīts. Bet ari rūpīgi destilets ūdens nekad nav pilnīgi tīrs, tapēc nekad pilnīgs izolators. Vispirms jau, būdams sakarā ar gaisu, viņš absorbē ta ogles dioksīdu, dodams ogļskābi H_2CO_3 . Otrkārt, ari visu to trauku vielas, kuņos ūdeni destilē un tur (stikls), pamazam viņā kūst. Tapēc ari tīri un uz visrūpigāko destileta ūdens specifiskā vadītspēja vēl vienmēr ir ne mazaka par 10^{-6} . Destilejot ūdeni vakuumā Kohlrausch's un Heydeweyll's viņa vadītspēju ir varejuši samazināt līdz $4 \cdot 10^{-8}$.

§ 299. Elektrolītiskā polarizācija. Pētot elektrolīzes parādības, jasastopas ar vienu blakus parādību, kuņai liela nozīme kā teoretiskos spriedumos par elektrolīzes mehānismu, tā ari praktiskā elektrotehnikā. Ja kulometrā ar H_2SO_4 kā elektrolītu kā elektrodus ņem tīru platinu,

tad strāvas noslēgšanas pirmā brīdī tās intensitāte ir $i_0 = \frac{e}{r}$, ja e ir

ņemtā elektrības avota *el. dz. s.* un r — visas ķēdes pretestība. Bet nākošā mirklī viņa sāk jau samazināties, pamazam tuvojoties kādam lielumam i , kas mazāks par i_0 . Te parādība norisinās tā, itkā elektrolīzes procesam kulometrā uz priekšu ejot, ārejā avota *el. dz. s.* pastā-

vīgi samazinātos, t. i. itkā vīnam rastos preti vērsts *el. dz. s. x* tā, ka nu kuņā katrā brīdī ķēdes strāvas intensitāte

$$i = \frac{e - x}{r}.$$

Šo parādību sauc par elektrolītisko polarizāciju, vīnā rodošos pretejo *el. dz. s. x* par polarizācijas *el. dz. spēku*.

Polarizācijas cēlonis ir tās pārmaiņas, kuņas rodas uz kulometra elektrodiem. Vīņas nav tur, kur nekādas pārmaiņas nenotiek, kā, piem., vaļa-kulometrā, kur elektrodi visu laiku paliek no tīra vaļa, bet ir visai liela tur, kur elektrodu pārmaiņas ir dziļi ejošas — piem., ķīmiskas. Dažos gadījumos polarizācijas *el. dz. s.* ir tik liels, ka ar mazu (līdz 1 V) āreju *el. dz. s.* strāvu ķēdē vairs nevar uzturēt.

Polarizācija ir sagaidāma, ja ņem vērā, ka starp katriem diviem dažādiem elektrolītā iegremdētiem metāliem ir potenciālu diference. Ši dažādība var būt kā ķīmiskā, tā arī tīri fizikāla (§ 212.). Ja, piem., gāzes-kulometrā strāvas noslēgšanas mirklī abi elektrodi ir vienādi, tad pie viena skābeklim, pie otra ūdeņradim attīstoties, vīņi ar laiku top dažādi, jo skābeklis darbojas oksidejoši, ūdeņradis reducejoši. Bez tam, visi metāli absorbē gāzes — viens vairāk, otrs mazāk — un dažādas gāzes dažādos daudzumos. Tapēc kulometra elektrodi ar laiku top fizikāli dažādi un līdz ar to starp vīņiem rodas potenciālu diference *x*, kas vērsta preti ārejai — strāvu dzenošai.

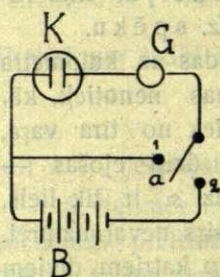
Vēl lielāka top dažādība starp kulometra elektrodiem, kad pie vīņiem norisinās sekundāri ķīmiski procesi, piem., kulometrā, kuņā kā elektrolīts ņemta sērskābe H_2SO_4 un kā elektrodi svina plates. Te ar laiku katods top par tīru svīnu, uz kuņa absorbēts H_2 , anods — par svīna superoksidu, jo svīns ļoti viegli oksidejas. Līdz ar to vīņu potenciālu diference ir ievērojami liela.

Kulometra polarizācijas potenciālu *x* parasti noteic ar to ārejo *el. dz. s. e*, pie kuņa uz elektrodiem rodas redzamas pārmaiņas: kad *e* augdams sasniedz $e = x$, uz elektrodiem parādās mikroskopiski gaiši gāzes pūslīši, kuņi pat pie ļoti niecīgas tālakas *e* augšanas sāk pieņemties lielumā. Novērojot ar mikroskopu šo pūslīšu rašanos un izmērojot ša brīža ārejo elektrodzīneja spēku *e*, dabūjam *x*. Tā atrasts polarizācijas potenciāls starp plati na elektrodiem $x = 1,31 V$ ar HCl , $x = 1,67 V$ ar H_2SO_4 , $x = 1,74 V$ ar amoniaku kā elektrolītu. No tā redzams, ka elektrolīze ar *Pt* elektrodiem var turpināties tikai tad, kad ārejā avota *el. dz. s.* attiecīgā gadījumā ir lielāks par šiem.

Viegli saprotams, ka polarizācija būs atkarīga arī no elektrodu lieluma. Kāds cauri elektrolītam izgājis elektrības daudzums uz elek-

troda ar lielu virsmu radīs mazas, uz mazas virsmas elektroda lielas, tā sakot „blīvas” pārmaiņas; tapēc mazi un tievi elektrodi polarizejas ātraki un intensīvaki kā lieli. Par šīs parādības izlietošanu kapilar-elektrometros būs runa vēlāk (§ 301.).

Polarizēts kulometrs var nodert kā strāvas avots, ja viņa elektrodus savieno ar metala vadu. Ja zīm. 294. K ir kulometrs, B — baterija, G — galvanometrs un a — slēdžis, tad savienojot a ar 2, dabūjam baterijas strāvu kulometrā. Kad pēdējā kādu laiku ir plūdusi, pārslēdzam a uz 1, tā bateriju izslēdzot un pašu kulometru sevi noslēdzot. Tad galvanometrs rāda strāvu, bet preteju agrakai. Šī ir kulometra polarizācijas strāva, kuŗu var izlietot tāpat kā kuŗu katru citu.

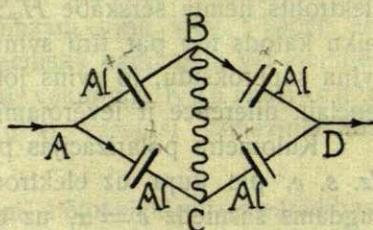


Zīm. 294.

Kulometra polarizācija.

Polarizēta kulometra strāva ar laiku top vājāka; tam līdzīgi iet pārmainīto elektrodu atjaunošanās. Tā, piem., gāzes — kulometra gadījumā pie bijušā katoda rodas skābeklis, kas ta okludeto ūdeņradi oksidē ūdenī, tā elektrodu atjaunodams. Tāpat tas ir arī citos gadījumos. Kad abi elektrodi ir kļuvuši atkal vienādi, polarizācijas strāva izbeidzas: kulometrs ir depolarizējis.

Savas praktiskās nozīmes dēļ sevišķi atzīmējama alumīnija polarizācija. Ja kā elektrolītu ņem kādu neitrālu šāls šķīdumu, piem., Na_2CO_3 (soda) šķīdumu ūdenī un kā elektrodus alumīniju, tad anods drīzi vien pārklājas ar plānu alumīnija oksīda kārtiņu, kas ir ļoti slikta elektrotības vadītāja. Bez tam šai kārtiņai ļoti stipri pieķeras attīstītās gāzes burbulīši, kapēc strāva elektrolītā izbeidzas. Pie katoda, turpreti, kur rodas Na , resp. nātrija sārms, polarizācija ir maza. Tapēc, ja Na_2CO_3 - kulometrā viens elektrods ir no alumīnija, otrs no kāda cita, mazāk polarizējama materiāla, piem., svina, dzelzs vaj tml., tad strāva cauri tādām kulometram ies tikai tad, kad alumīnijs būs katods. Preteja virziena strāvas viņam cauri netiks. No ta redzams, ka viņu var izlietot kā maiņstrāvas taisnotāju, lai no maiņstrāvas dabūtu līdzstrāvu, kas vajadzīgs, piem., akumulatoru pildīšanai. Zīm. 295. dod attiecīgas ietaises shēmu. Turot prātā, ka Al ir alumīnija elektrods un ka strāva var iet tikai pret viņu, viegli redzams, ka



Zīm. 295.

Elektrolītiskais taisnotājs.

tad strāva cauri tādām kulometram ies tikai tad, kad alumīnijs būs katods. Preteja virziena strāvas viņam cauri netiks. No ta redzams, ka viņu var izlietot kā maiņstrāvas taisnotāju, lai no maiņstrāvas dabūtu līdzstrāvu, kas vajadzīgs, piem., akumulatoru pildīšanai. Zīm. 295. dod attiecīgas ietaises shēmu. Turot prātā, ka Al ir alumīnija elektrods un ka strāva var iet tikai pret viņu, viegli redzams, ka

visos gadījumos strāvas virziens no B uz C būs viens un tas pats. Vadā BC būs, kaut gan raustīta, bet tikai viena virziena strāva.

§ 300. Akumulatori. Polarizācija kulometrā ir jo sevišķi liela tad, kad viņa elektrodu pārmaiņas ir dziļas, piem., ķīmiskas. Viņas iet proporcionāli kulometram cauri iztecejušam elektrības daudzumam. Tapēc ņemot kādus viegli iespaidojamus, piem., viegli oksidejamus elektrodus, kulometrā var uzkrāt lielus enerģijas daudzumus, kuņus vēlāk, kā polarizācijas strāvu var pēc vajadzības izlietot. Šim nolūkam taisītos kulometrus sauc par elektriskiem akumulatoriem.

Visizplatītākais ir svina akumulators, kuņā kā elektrolīts ir atšķaidīta tīra sērskābe, kā elektrodi — svina plates. Ārejai strāvai pa viņu plūstot — akumulatoru pildot — pie katoda plates rodas tīrs ūdeņradis, kas pa daļai aiziet, pa daļai svīnu reducē tīrā svīnā (parastais svīns vienmēr ir oksidēts). Pie anoda nonāk ions SO_4 . Atdots savu lādiņu anodam, viņš pats savienojas ar H_2O -molekulu, dodot H_2SO_4 un skābekļa molekulu. Šis skābeklis pārvērš anoda svīnu svīna superoksidā PbO_2 . Tā akumulatoru pildot viņa katods top par tīru svīnu, anods par svīna superoksīdu.

Ja ārejo bateriju aizvāc un abas akumulatora plates savieno ar metala vadu, tad sākas polarizācijas strāva, līdz ar to akumulatora tukšošanās. Tagad tīrais svīns ir anods, superoksidē PbO_2 — katods. Pie pirmā rodas skābeklis, kas viņu oksidē, pie otrā ūdeņradis, kas to reducē. Tā abi akumulatora elektrodi pamazām sāk palikt vienādi oksidēti. Polarizācijas strāva izbeigsies, — akumulators būs iztukšots, kad abi elektrodi būs kļuvuši pilnīgi vienādi.

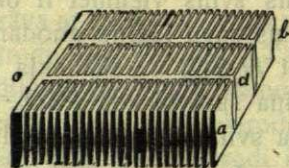
Otrreiz akumulatoru pildot, viens viņa elektrods oksidējas vēl vairāk, otrs — katods reducējas līdz brīvam svīnam. Pie nākošās tukšošanas anods reducējas, katods atkal oksidējas u. t. t. Tā šo pildīšanas un tukšošanas procesu var atkārtot pēc vajadzības, bez ka akumulatora plašu viela ietu zudumā. Ar to tad ir iegūts ļoti ērti atjaunojams voltaisks elements.

Akumulatora uzkrātais elektrības daudzums — viņa kapacitāte, ir proporcionāla viņa plašu polarizācijai, t. i. radītā svīna superoksīda daudzumam. Tapēc, lai akumulators varetu spējīgi konkuret ar parastiem voltaiskiem elementiem, ir vajadzīgs, lai viņa plates būtu pietiekoši lielas, resp. to aktivā virsma liela. Jau G. Plāntē, akumulatora atradejs, novēroja, ka akumulatora kapacitāte kļūst jo lielāka, jo vairāk reizes viņu pilda un atkal iztukšo. Tuvāki to pētīt izrādījās, ka svīns, uz elektrodiem reducēdamies, noguļas ne blīva, bet gan ļoti čaugana slāņa veidā. No tam elektrodu aktivā virsma ar laiku top

liela, kapēc īsakā laikā var uzkrāt lielākus superoksīda daudzumus. No tā redzams, ka ir izdevīgi akumulatoru tūlīņ pēc izgatavošanas vairākas reizes no vietas pildīt un iztukšot. Šādu akumulatoru plašu apstrādašanu *Planté* sauc par viņa formēšanu.

Plašu formēšana velkas ļoti ilgi, kas akumulatorus stipri sadardzina. Tapēc lielas cerības deva *Faure'a* priekšā liktā metode plašu aktīvo virsmu, resp. svina čauganumu palielināt mākslīgi. Tam nolūkam akumulatora plates taisa ne viengabalainas un gludas, bet gan sietam vaj rešģim līdzīgas, kā zīm. 296., un tad šo rešģu starpas piepilda ar svina oksīda un sērskābes miklu. Tad formēšanas process ir daudz īsāks.

Tomēr uz *Faure'a* metodi liktās cerības piepildījās ne visā pilnībā. Kaut gan formēšanas process kļuva īsāks, bet akumulatoru izturība un mūža ilgums toties kļuva no tam mazāks. Svina oksīda mīkla turas svina sietā tikai viegli piespiesta, kapēc mehāniskos akumulatora satricinājumos viegli no viņa var atdrūpt. Tāpat viņa atdrūp, ja no akumulatora ņem pārāk stipru strāvu, jeb ja tādu lieto pildīšanai. Modernos labāko firmu (*Tudor*) akumulatoros pēc *Faure'a* metodes taisa tikai negatīvās (katodu) plates. Pozitīvās formē pēc *Planté* metodes.

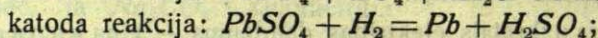
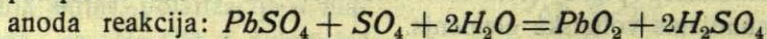


Zīm. 296.

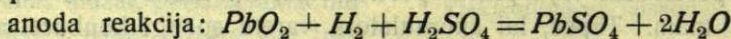
Akumulatora plates rešģis.

Augšā īsumā uzņemtais svina polarizācijas apraksts ir ļoti schematisks. Patiesībā te notiekošie procesi mums visos sākumos vēl nebūt nav pazīstami. Kā viegli saprast, svinam ar sērskābi saskaroties, abas viņa plates pārklājas ar $PbSO_4$ kārtu. Tapēc akumulatoru pildot radušies produkti reaģē ne ar svinu, bet gan ar šo $PbSO_4$. Vispārīgos vilcienos varam rakstīt:

1) pie pildīšanas:



2) pie tukšošanas:



Bet tomēr te atzīmejams, ka akumulatoram darbojoties, viņā rodas arī citi starpprodukti (PbO , Pb_3O_7 , Pb_2O_5 u. c.); tapēc arī šis apraksts ir pareizs tikai pirmā tuvinājumā.

Kā redzams, akumulatoram pildoties, viņā rodas liekas sērskābes molekulas, kapēc viņa skābes šķīduma koncentrācija pieaug.

Akumulatoram tukšojoties viņa šķidrumā rodas liekas H_2O -molekulas, kapēc skābes koncentrācija pamazinas. Par visizdevīgāko praksē ir izrādījies turet līdz galam piepildīta akumulatora skābes blīvumu uz 1,21. Tad akumulatoram tukšojoties viņa skābes blīvums nedrīkst nākt zem 1,17, jo preteajā gadījumā plates pārklājas ar ūdeni nešķīstošu $PbSO_4$ modifikāciju („sulfatīzejas“) un top nelietošanas.

Akumulatora kapacitāti nosaka viņa aktivā plašu masa. Kad viņa uz anoda pārvērtusies svina superoksīdā, akumulators elektrību (enerģiju) tālak uzņemt nespēj. Tad pie anoda rodošais skābeklis vairs saistīts netop, bet brīvs kļuvis burbuļu veidā nāk no skābes ārā. Tāni pat laikā arī ūdeņradis pie katoda attīstas visai intensīvi, tā kā viss akumulators tad redzami „vāras“. Tas nozīmē, ka pildišana jābeidz, jo tālakā strāvas laišana tiks patērēta veltīgai gazu radišanai. Tam vēl ir tas ļaunums, ka šī gāze, kā skābekļa un ūdeņraža maisījums, var dot bīstamu eksploziju. Nelielos daudzumos gan viņa rodas vienmēr, kapēc lielu akumulatoru bateriju telpās jārupejas par labu ventilāciju.

Akumulatoru kapacitāti izteic vaj nu kulonos, vaj — biežaki — a m p e r - s t u n d ā s. Modernos akumulatoros var uzkrāt līdz 40.000 kulonu uz katra viņa svina kilogramu.

Kapacitātes pacelšanai plates taida lielas, resp. savieno tās paraleli. Līdz ar to akumulatora iekšējā pretestība top maza, sevišķi vēl ja plates stāv tuvu viena otrai. Parasti negatīvās plates ir par vienu

vairak nekā pozitīvās. Zīm. 297. rāda akumulatoru ar 9 pozitīvām un 10 negatīvām platem. Šādu akumulatoru iekšējā pretestība parasti ir ap 0,01 Ω .

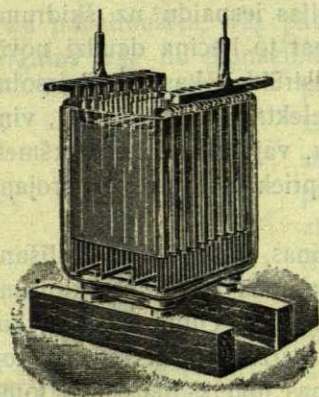
Kad sākas pildišana, akumulatorā rodošais pretejsais *el. dz. s. x* formulā

$$i = \frac{e - x}{r}$$

aši aug, kamēr sasniedz 2,1 V, tad līdz apm. 2,2 V aug lēni un tad atkal strauji līdz 2,7 V. Ar to tad akumulators ir piepildīts. Bet „spraigums“ 2,7 V turas tikai īsu brīdi; aši viņš samazinas līdz apm. 2 V, kāds tad paliek visu laiku. Tikai uz pašam beigam, kad izlādešanās iet uz galu, viņa *el. dz. s.* nokrīt uz

1,8 V un tad ļoti aši samazinas. 1,8 V ir viszemākais „spraigums“, līdz kuram akumulatoru drīkst nolaist, viņa plates nebojājot.

Savas lielās parocības, konstantā *el. dz. s.*, lielās kapacitātes un mazās pretestības dēļ akumulators ir no prakses izspiedis citus vol-



Zīm. 297.
Akumulators.

taiskos elementus. Ari viņa ekonomiskais koeficients ir ievērojami liels — ap 80%, t. i. 80% no viņa pildīšanai izlietotās enerģijas viņš kā polarizācijas strāvas enerģiju atdod atpakaļ.

Svina akumulatora ļaunā puse ir viņa smagums, kapēc viņš maz noderīgs pārnēsāšanai. Ari mehāniskie satricinājumi un ļoti strauji strāvas impulsi viņam stipri kaitē. Šo trūkumu nav Edison'a atrastam *Fe-Ni* akumulatoram. Viņā kā elektrolīts ņemts ap 20—22% kalija sārma šķīdums ūdenī; pozitīvā plate ir ar *Ni*-superoksīdu pārklāts niķelis, negatīvā — dzelzs plate. Dzelzs vienmēr ir drusku oksidēta, kapēc akumulatoram pildoties viņa kā katods reducējas līdz tīram *Fe*. *Ni*-superoksīds Ni_2O_3 kā anods oksidējas vēl tālāk. Akumulatoram tukšojoties *Fe* kā anods oksidējas, Ni_2O_3 reducējas. Šāda akumulatora *el. dz. s.* pie pildīšanas ceļas līdz 1,9 V; pa tukšošanas laiku viņš nokrīt līdz 1,25 V, tad pašās beigās strauji noslīd līdz 0,6 V. Viņu bez kāda ļaunuma var iztukšot līdz pašām beigām, kapēc viņš ir izturīgāks par svina akumulatoru un var kalpot ap 10 reizes ilgāku laiku kā tas. Tomēr laboratorijās viņu lieto maz, jo viņa *el. dz. s.* ir maz konstants; ari viņa ekonomiskais koeficients ir mazāks kā svina akumulatoram.

§ 301. Elektrokapilārās parādības. Kapilār-elektrometrs.

Sakarā ar elektrolītisko polarizāciju apskatīsim vēl vienu interesantu parādību grupu — tā sauktās elektrokapilārās parādības. Ar to saprot elektriskā lauka, resp. elektrizācijas iespaidu uz šķidrums virsmas spraigumu. Ka tāds iespaids ir, par to liecina daudzi novērojumi. Tā, piem., ja augšup šļācošai ūdensstrūklai, kas savā virsotnē saplīst simtos sīkos pilieniņos, tuvina kādu elektrizētu priekšmetu, viņa saraujas, topot viengabalaina, neatkarīgi no tā, vaj tuvinātais priekšmets ir pozitīvi vai negatīvi elektrizēts. Kad šo priekšmetu aiznes projam, strūkla atkal pieņem savu agrāko formu.

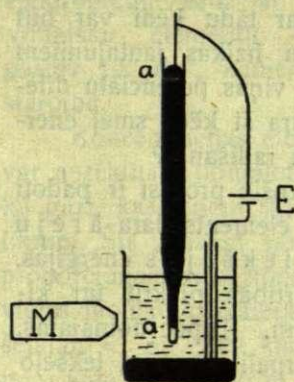
Šis novērojums top saprotams, ja atminas, ka strūklas saplīšana pilienos ir saistīta ar viņas ātruma pamazinašanos un viņas šķidrums virsmas spraigumu. Strūkla ir viengabalaina un cilindriska tur, kur viņas ātrums ir liels (sākumā). Bet tur, kur berzes dēļ šis ātrums top mazāks — strūklas gala tuvumā — tās formas noteikšanai liela loma piekrīt virsmas spraigumam, kas viņu cenšas saspiest, resp. sašaurināt. Un tiešām strūklas gals jau nav vairs cilindrisks, bet ar sašaurinājumiem (I, zīm. 131.); vēl tālāk strūkla sadalās atsevišķos pilienos. Jo mazāks ir šķidrums virsmas spraigums, jo tālāk strūkla iet viengabalaina, pilienos nesadalījies. To atminot var teikt, ka kāda elektrizēta ķermeņa tuvums, resp. elektriskais lauks šķidrums virsmas spraigumu pamazina.

Tālakais ta slēdziens ir tas, ka šķidrums virsmas spraigumam jamainas, ja viņš pats top elektrizets. Tapēc sagaidams, ka diviem šķidrumiem saduroties un potencialu diferencem starp viņiem rodoties mainīsies arī to virsmas spraigumi. Tā, piem., zīm. 298. attēlotā gadījumā dzīvsudrabam un sērskābei saduroties, pirmajam jaelektri-zejas pozitīvi, otram negatīvi. No pirmā uz otro jābūt vērstam elek-triskam laukam, kapēc Hg-virsmas spraigumam ir jāpaliek mazakam un viņa pilienam ir vairak jāizplūst. To tiešam arī novērojam, Hg-pi-lienam nedaudz sērskābes uzlejt. Piliens tūliņ saraujas, ja viņu metaliski savieno ar skābi, piem., iedurot viņā dzelzs naglu. Ar to šis „elements“ tiek noslēgts, viņa potencialu diference izli-dzinās un dzīvsudraba virsmas spraigums atjauno viņa agrako formu. Ja naglu ierīko pilienam sānos tā, ka saskaršanās starp tiem notiek tikai tad, kad piliens ir iz-plūdis, var dabūt ilgu laiku pulsejošu mehānismu: poten-cialu diferenci starp Hg un H₂SO₄ izlīdzinoties, piliens saraušies, bet tad, tūliņ no jauna elektrizēdamies, atkal izplūdis, tad atkal pieskārsies naglai, atkal saraušies u. t. t.



Zīm. 298.
Hg-piliens sērskābē.

Iedomasimies zīm. 298. gadījumā dzīvsudraba pilienu kā vienu elektrodu, H₂SO₄ kā elektrolītu kādā ārejas poten-cialu diferences ķēdē. No Hg uz skābi vaj otrādi ies strāva, kapēc Hg-elektrods polarizēties. Atkarībā no šīs polarizācijas potencialu diferences virziena, kontakta potencialu diference starp Hg un skābi vaj nu palielināsies, vaj pamazināsies, kam līdzī dzīvsudraba virsmas spraigums vaj nu pamazināsies, vaj pieaugs. Tapēc pirmā gadījumā



Zīm. 299.
Kapilar-elektrometrs.

piliens izplūdis vēl vairak, otrā viņš saraušies. Šo parādību G. Lippman's licis sava kapilar-elektrometra konstrukcijas pamatā. Viņš saprotams no schematiskā zīm. 299. Vertikāla stikla caurule *a* beidzas ar tievā kapilārā izvilkta galu tā, ka viņā ieliets dzīvsudrabs ar saviem kapilariem spēkiem noturas no tās neizlijs. Kapilārais gals stāv ar sērskābes atšķaidījumu pildītā traukā, kuņa dibens pārklāts ar dzīvsudrabu. Tā viss trauks ir kulometrs ar vienu lielu (platu) un otru šauru (kapilāru) dzīvsudraba elektrodu. Sastāpdamās ar dzīvsudrabu kapilārā, sērskābe viņu elektrizē, tā iespāi-

dojot viņa virsmas spraigumu un līdz ar to viņa kapilāro nolaišanās. Bet ja starp abiem elektrodiem nekādu potencialu diferencu nav, dzīv-

sudraba līmenis kapilārā stāv pilnīgi noteiktā vietā. Ja, turpreti, starp tiem rada kādu potenciālu diferenci, elektrodi polarizejas, mainas dzīvsudraba virsmas spraigums un līdz ar to viņa meniska vieta kapilārā. Ja pieliktā potenciālu difference dod polarizācijas potenciālu, kas sakrīt ar kontakta potenciālu starp Hg un H_2SO_4 , dzīvsudrabs kapilārā nolaižas; ja polarizācijas potenciāls ir vērsts kontakta potenciālam preti, dzīvsudrabs pacejas; šo pacelšanos, resp. nolaišanos novēro un mēro mikroskopā *M*. Tā šis instruments var noderēt kā potenciālu diferencu konstatētājs, resp. kā elektrometrs.

Viņa jūtība ir visai liela. Tas tapēc, ka viens ta elektrods ir liels, — otrs tievs, (kapilars); aiz ša iemesla pirmais vēl nemaz nav paspējis polarizēties, kad otrais jau ir sasniedzis polarizācijas maksimumu. Tapēc praktiski visa ārejā (pētāmā) avota radītā polarizācija koncentrējas tievā kapilārā, ievērojami mainidama dzīvsudraba kapilārās īpašības viņā. Ap $10^{-4}V$ lielas pot. difference vēl manami pārvieto dzīvsudraba kapilāra galu. Tapēc šo instrumentu lieto kā elektrometru mazu potenciālu diferencu mērošanai. Bet gan saprotams, ka viņš lietojams tikai tur, kur ir lieli elektrības daudzumi, ka, piem., voltaiskos elementos, jo viņa kapacitāte ir diezgan liela. Ar viņu dabūti § 212. dotie voltaisko elementu *el. dz. s.*

Lieliem potenciāliem kapilār-elektrometrs neder, jo tad pie elektrodiem attīstas gāzes; tam vajadzīgo darbu dod mērojamā potenciālu difference, kapēc tās daļa nekontrolējami iet zudumā.

§ 302. Voltaisko elementu elementārā teorija. Kontakta potenciāls. Pēdejos §§ dabūtie slēdzieni var noderēt voltaiskās ķēdes *el. dz. s.* izcelšanās izskaidrojumu meklejot. Par tādu ķēdi var būt katrs voltaisks elements. Viens no svarīgākajiem fizikas jautājumiem nu ir: kā šādā ķēdē rodas un ar ko ir noteikta viņas potenciālu difference, resp. *el. dz. s.*? Kur ir tas avots, no kuŗa šī ķēde smeļ enerģiju ārejā darba darišanai, piem., džoula siltuma radišanai?

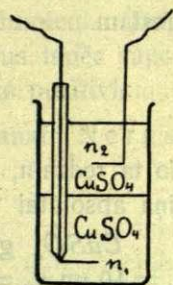
Nav šaubu, ka visi elementā (ķēdē) notiekošie procesi ir padoti enerģijas neiznīcības likumam. Tapēc, ja kāds elements dara āreju darbu, viņš zaudē ekvivalentu daudzumu savas iekšējās enerģijas. Bet liela loma elementa iekšējās enerģijas pārvērtībās piekrit tur ķīmiskos procesos atbrīvotiem siltuma daudzumiem. Tapēc domājams, ka elementa elektriskā enerģija ir enerģijas pārpalikums viņa iekšējo termisko procesu bilancē. Turoties pie šādas domas un uzskatot elementu kā reversiblu sistemu (I, § 160.), t. i. neņemot vērā viņā notiekošo polarizāciju, H. Helmholtz's viņa *el. dz.* spēkam atrod izteiksmi

$$E = U + T \frac{dE}{dT},$$

kur U ir iekšējā enerģija, kas ņem dalību viņa ķīmiskos procesos, T — absolūtā temperatūra un $\frac{dE}{dT}$ — *el. dz. s.* maiņa ar temperatūru.

Daudzos gadījumos šis apraksts labi saskan ar īstenību.

Helmholtz'a domu šē tālak neattīstīsim, bet gan drusku uzka-
vesimies pie tiem slēdzieniem, pie kuriem nonāk W. Nernst's savā
voltaiskās ķēdes teorijā. Visvieglāki viņas ideja saprotama no tās
vienkāršās ķēdes apraksta, ko var nosaukt par koncentrācijas
elementu. Domāsim trauku ar $CuSO_4$ šķīdumu ūdeni (zīm. 300.)
un viņā ielaistu tīra vara elektrodu; nosauksim šķī-
duma koncentrāciju ar n_1 . Virs viņa domāsim otru, mazāk
blīvu $CuSO_4$ šķīdumu ar koncentrāciju $n_2 < n_1$; arī
tanī lai būtu vara elektrods. Abos elektrolītos tad
 $CuSO_4$ -molekulas ir disocietas Cu^{++} un SO_4^{-} ionos.
Tāpat kā molekulas, šie ioni difundē no viena šķīduma
otrā; bet tā kā apakšējā šķīduma koncentrācija ir
lielāka, tad viņa ioni iet uz augšu lielākā skaitā kā
augšējā šķīduma ioni uz leju, un tapēc traukā galu
galā rāsies no apakšas uz augšu vērsta ionu plūsma.
Bet nu SO_4 -ioni ceļo ātrāki kā Cu -ioni (§ 297.), ta-
pēc ar laiku augšējā šķīdumā kļūst pārsvarā pirmie,
apakšēja šķīdumā — otrie. No tam augšējais šķīdums top attiecībā
pret zemi negatīvi, apakšējais pozitīvi lādets. Starp abiem šķīdru-
miem tā rodas potenciālu diference, tāpat arī starp viņos novietotiem
elektrodiem. Līdz ar to viss trauks ar abiem šķīdumiem top par
voltaisku elementu — koncentrācijas elementu, kas kā tāds
pastāv tik ilgi, kamēr vien starp viņa šķīdumiem ir koncentrācijas
starpība.



Zīm. 300.
Koncentracijas
elements.

Koncentracijas elementa potenciālu diferenci, resp. viņa *el. dz. s.*
var aprēķināt, domājot atšķaidītās vielas molekulu kopumu šķīdumā
kā gazi, kas ieņem šķīduma tilpumu un izturas tā, kā to prasa gazu
likumi. Šis „gazes“ spiediens ir šķīduma osmotiskais spiediens p , kas
proporcionāls viņa koncentrācijai (I, § 90.; § 295.), resp. atšķaidītās
vielas molekulu skaitam vienā cm^3 ; apašējā šķīdumā viņš ir p_1 , aug-
šējā $p_2 < p_1$. Bet kad gaze izplešas no spiediena p_1 līdz spiedienam
 p_2 , viņa dara darbu. Pielietojot te gāzes stāvokļa vienādojumu
 $pV = RT$, šo darbu dabū kā

$$w = RT \lg_n \frac{p_1}{p_2},$$

kur R ir gazu konstante un \lg_n naturalo logaritmu apzīmējums. Mūsu
elementā šis darbs ir tas, kas jāpatērē vienā gram-molekulā

pozitīvos ionus no negatīviem atšķirot; viņš ir potenciālu diferences mērs starp nošķirtiemiem. No tā tad aprēķināms, ka koncentrācijas elementa pot. difference, resp. *el. dz. s.* ir

$$E = \frac{RT}{F} \frac{u-v}{u+v} \lg_n \frac{n_1}{n_2},$$

kur F ir Faraday'a skaitlis = 96540 kul. = 2,895 · 10¹⁴ E. S. V. u un v ionu ātrumi un $\frac{n_1}{n_2}$ likts $\frac{p_1}{p_2}$ vietā. Liekot $R = 8,3 \cdot 10^7$ (I, § 118.), rakstam

$$E = 86,1 \cdot 10^{-6} \cdot T \cdot \frac{u-v}{u+v} \lg_n \frac{n_1}{n_2} \text{ voltu.}$$

No tā redzam, ka koncentrācijas elementa *el. dz. s.* ir proporcionāls viņa absolūtai temperatūrai.

$CuSO_4$ gadījumā $u = 6,8 \cdot 10^{-6}$, $v = 4,6 \cdot 10^{-6}$; koncentrācijām $n_1 = 10$ un $n_2 = 1$ pie temperatūras $T = 293 \text{ abs} = 20^\circ C$ tas iztaisa

$$E = 86,1 \cdot 10^{-6} \cdot 293 \cdot 0,193 \cdot 2,303 = 0,009 V = \text{ap } 9 \text{ mV.}$$

Šo koncentrācijas elementa teoriju Nernst's ņem palīgā izskaidrojot kontakta potenciālu diferences izcelšanos starp metālu un elektrolītu. Metāls, nākot sakarā ar šķīdumu, viņā šķīst un šķīst jau gatavu pozitīvu ionu veidā. Šie pozitīvie ioni kā tādi ir jau pašā metālā, kur viņiem ir noteikts „osmotisks spiediens“ P ; viņš ir tas, kas ionus dzen šķīdumā. Kad šķīdumā metāla ionu vēl nav, viņi brīvi nāk no metāla ārā un izplatās pa visu šķīduma tilpumu. Tapēc ar laiku šķīdums pieņem pozitīvu, šķīstošais metāls — negatīvu lādiņu. Bet līdz ar to starp metālu un šķīdumu rodas no pēdejā uz pirmo vērsts pozitīvs lauks, kas sāk ionu nākšanu no metāla aiztūret un šķīdumā jau esošos ionus dzīt atpakaļ. Jo vairāk ionu būs no metāla šķīdumā ienācis — jo vairāk metāla būs izšķīdis, jo intensīvāks būs šis lauks, jo grūtāki būs metāla ioniem šķīdumā iekļūt un jo vairāk viņi centīsies iet metālā atpakaļ. Tā ar laiku iestāsies mirklis, kad ionu nākšana, resp. metāla šķīšana apstāsies; to varesim aprakstīt sakot, ka tagad ir iestājies dinamisks līdzsvars starp ioniem metālā un šķīdumā, kad cik viņu kādā laikā no metāla šķīdumā ienāk, tik tāni pašā laikā iet no šķīduma metālā. Tad šķīdums būs uzņēmis maksimālo iespējamo ionu skaitu, maksimālais būs arī viņa ionu osmotiskais spiediens $p = P$; līdz ar to maksimālā būs potenciālu difference starp

metalu un šķīdrumu. Tas pats notiks, ja metalu novietosim šķīdumā, kur viņa ioni jau ir, piem., Cu $CuSO_4$ šķīdumā, un ja ionu osmotiskais spiediens p šķīdumā būs mazāks par P . Tad šķīšana turpināsies līdz $p = P$. Ja, turpreti, $p > P$ — ja ionu koncentrācija šķīdumā būs lielāka kā pašā metalā, ioni ies viņā no šķīduma atpakaļ. Līdz ar to metāls nevis šķīdis, bet uz viņa rasies depozīts; tad šķīdums elektrizēsies negatīvi un metāls pozitīvi.

Kvalitatīvi šī teorija novērojumus izskaidro itin labi. Tiešam tie metāli, kuri šķīdumā šķīst, attiecībā pret pēdejo elektrizējas negatīvi. Tādi, piem., ir Zn pret $ZnSO_4$ (kas rodas tiklīdz Zn ieliek sērskābē), Al , Fe , Mg u. c. pret saviem sāļu šķīdumiem. Turpreti nekūstoši metāli, kā, piem., Hg , Ag , Au , Cu — kuļus tapēc sauc par dižmetāliem, preti saviem sāļu šķīdumiem elektrizējas pozitīvi.

Kvantitatīvas potenciālu diferences aprēķināšanai Nernst's dod formulu (volts):

$$E = 86,1 \cdot 10^{-6} T \lg_n \frac{P}{p},$$

kur P ir šķīdumā ienākušo ionu maksimālais osmotiskais spiediens, kad šķīdums ir ar viņiem piesātināts, p — patreizējais viņu spiediens. Atkarībā no tā, vai $\frac{P}{p}$ ir > 1 vai < 1 , E ir pozitīvs vai negatīvs.

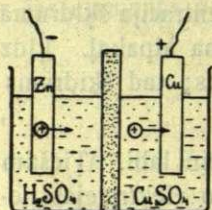
Eksperimentāli atrodot E un aprēķinot p , var atrast P — ionu spiedienu metalā. Tad dabū sekošus skaitļus (noapaļotus)

Mg	10^{44} atmosferas	Cu	10^{-10} atmosferas
Zn	10^{19}	Hg	10^{-16} „
Fe	10^4 „	Ag	10^{-17} „
Pb	10^{-3} „	Pd	10^{-86} „

Kā redzam, viegli kūstošiem metāliem spiediens ir ļoti liels, dižmetāliem — ļoti mazs.

Šie skaitļi izskaidro gandrīz visas starp šķīdumiem un metāliem notiekošās elektriskās parādības. Tā, piem., Daniell'a elementa *el. dz. s.* izcelšanos: Zn -ioniem pret $ZnSO_4$, resp. H_2SO_4 ir ļoti liels spiediens, kapēc cinka ioni viegli iet šķīdumā. Viņa ionu spiediens viņā ir niecīgs, kapēc viņi no $CuSO_4$ -šķīduma iet metalā. Ja abi šķīdumi — H_2SO_4 ar Zn un $CuSO_4$ ar Cu kā elektrodiem, saskaņas viens ar otru, kaut arī, piem., caur porozu sienu kā zīm. 301., dabūjam elementu

ar *Zn* kā katodu un *Cu* kā anodu. Strāvai no *Cu* uz *Zn* ārejā ķēdē tekot pozitīvie ioni iet no *Zn* sērskābē, pozitīvie vara ioni no *CuSO₄*-šķīdumā vajā. Tā cinks pamazam šķīst; šīni šķīšanā atraisītā enerģija ir ta, uz kuņas rēķina elements dara āreju darbu.

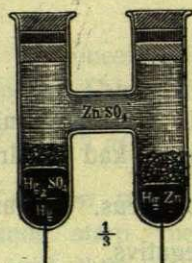


Zīm. 301.

Daniel'a elements

Tāpat viegli izskaidrojams pazīstamais fakts, ka *CuSO₄*-šķīdumā iegremdētī *Fe* vaj, vēl vairak, *Zn* pārklājas ar *Cu* kārtu. Te no *Zn* šķīdumā iet pozitīvie *Zn* ioni, jo viņu spiediens metalā ir ļoti liels; no tam *Zn* top negatīvs. Kā tāds viņš tūlī pievelk pozitīvos *Cu*-ionus no šķīduma un ar tiem pārklājas. Šis process turpinās tik ilgi, kamēr *Zn* un *Cu*-ionu kopejais spiediens šķīdumā netop vienads ar *Zn*-ionu spiedienu metalā.

Beidzot minesim vēl vienu no parasti lietotiem standart-elementiem, tā saukto Clark'a elementu. Viņa schemu rāda zīm. 302. *H*-veida stikla traukā iekausētas (apakšā) divas *Pt* drātišas — elektrodī. Vienā trauka kājā ieliets dzīvsudrabs, virs kuņas atrodas no *Hg*-sulfata un *Zn*-sulfata maisīta mīkla; otrā kājā ir *Zn*-amalgama ar *Zn*-sulfata kristaliem virs tās. Viss trauks tad pielīti ar *Zn*-sulfata šķīdumu. Šāda elementa *el. dz.* spēks ir ļoti konstants, ar skaitlisko vērtību



Zīm. 302.

Clark'a elements.

$1,4328 - 0,00119 (t-15) - 0,000007 (t-15)^2$ volta, kur *t* — temperatura.

Elektriskā strāva gazēs.

§ 303. **Gazu vadītspēja dabiskā stāvoklī.** Parastos apstākļos tīras gāzes elektrību nevada. Labi izoletu lādetu ķermeni, piem., kvarca diegā iekārtu metala lodi sausā gaisā turot, mēs arī visai ilgā laikā kautcik ievērojamu lādiņa zudumu nenovērojam. No ta cēlies apgalvojums, ka gaisss un gāzes vispāri, savā dabiskā stāvoklī būdamas, praktiski ņemot ir labi izolatori.

Bet pilnā mērā tas ir tā tikai „praktiski ņemot.“ Ja eksperimentu iekārto precīzi, var atrast, ka arī sausā un tīrā gaisā lādiņš ar laiku pamazinas. To jau 1785. g. novēroja Coulomb's. Var gan domāt, ka te vainīgs ir tas izolators, kuņā novērojamais ķermenis ir iestiprinats, piem., augšējā gadījumā tas kvarca diegs, kuņā lode iekārta. Bet tad lādiņa zuduma likumam būtu jābūt atkarīgam no šī izolatora

īpašībam. Tomēr ne izolatora dabai (saprotams, ja izolators ir labs) ne resnumam, ne citām īpašībam te nekādas lomas nav; turpreti lielā atkarībā izlādešanās ātrums ir no apkārtejā gaisa stāvokļa, pie kam sevišķi aktīvs ir gaiss, kas ilgaku laiku ir bijis sakarā ar zemi, tad noslēgtu telpu, piem., pagrabu gaiss. Tas rāda, ka ne pa izolatoru, bet pa apkārtejo gazi ķermeņa lādiņš aiziet. No ta spriežam, ka arī dabiskās gazēs var runāt par viņu elektrības vadītspēju.

Gazu vadītspējas jautajumam ir veltīti daudzi pētījumi. Pag. g. simteņa beigās un tagadējā sākumā ar viņiem ir radīts pavisam jauns posms fizikas laukā. Un tas tapēc, ka jau no paša sākuma bija no-manams, ka šī jautājuma atrisinājums daudz ko spēs dot vispārējā elektrības problema un elektrības un materijas savstarpejo attiecību noskaidrošanai. Ari daudzos meteoroloģiskos jautajumos ar to bija cerības dabūt skaidrību, jo ja gāzes ir elektrības vadītājas, tad doma-jams, ka zeme, kā elektriski lādets ķermenis, ņem dalību savas at-mosferas elektrisko parādību veidošanā. Šīs cerības nav palikušas bez sekmēm. Pat vēl vairak: sekmes ir daudzkārt pārsniegušas cerības. Tagad elektriskos procesus gazēs mēs izprotam un pārzinām daudz dziļāki nekā elektrolītos vaj metālos.

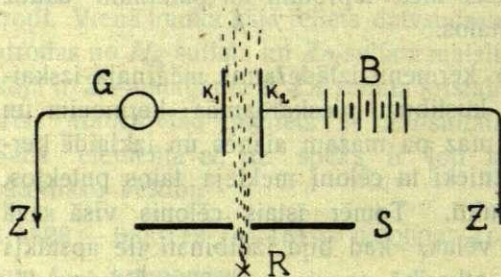
C o u l o m b ' s elektrizeto kermeņu izlādešanos mēģināja izskai-drot ar gaisa (gāzes) molekulu kustību: pieskardamās ķermenim un tad no ta atiedamas, molekulas maz pa mazam aiznes un izklaidē ķer-meņa lādiņu. Vēlako laiku pētnieki ta cēloni mekleja tajos putekļos, kuņi gaisam vienmēr ir piejaukti. Tomēr istais cēlonis visā savā pilnībā tika noskaidrots tikai vēlāk, kad bija izdibināti tie apstākļi kuņos gazu vadītspēja mainas atkarībā no viņās esošiem brīviem lā-diņiem. Šo laikmetu iezvanija angļu fiziķis J. J. Thomso n's ar savu 1896. g. publiceto gazu ionu hipotezi.

§ 304. Apstākļi, kuņos gāzes top elektrības vadītājas. Ir vairaki gadījumi, kad gazu vadītspēja top ievērojami liela. Tā, piem., ja viņas apgaismo ar *X*-stariem. Tas labi novērojams ar vien-kāršu pozitīvi vaj negatīvi lādētu elektroskopu. Ja ap viņu esošo gaisu apspīd *X*-stari, elektroskops visai strauji izlādejas. To pašu, kaut gan mazākā mērā, var panākt ar ultra-violetās gaismas stariem. Tāpat tās gāzes, kas pacejas no kādas liesmas, vaj kuņas stāv ar liesmu sakarā, ir labas elektrības vadītājas. Ja kādam lādetam un ar elektroskopu savienotam metāla ķermenim pieskaņas ar spirta lampas vaj B u n s e n ' a tumši degošu liesmu, ķermenis tūlī izlādejas, it kā viņam būtu ticis pievienots labs metāla vads uz zemi. Šo liesmu īpašību var praktiski izlietot, kad kāds izolators, piem., ebonīta

gabals ir pilnīgi jaatbrīvo no viņa virsmas lādiņiem: pietiek viņu pāris reizes aši izvilkēt cauri spirta vaj gāzes liesmai. Cieši ķermeni apņēmdama, liesma kā labs vadītājs no visām viņa vietām aiznes tā virsmas lādiņus.

Kā tālākie agenti, kas gāzes padara vadītspējīgas, jāmin sakarseti ķermeņi. Ja aizlādetam elektroskopam tuvina sarkani nokaitetu naglu vaj citu kādu metāla gabalu, elektroskops drīz vien izlādejas. Tāpat savu lādiņu elektroskops zaudē ar elektrisku strāvu sakarsetas drāts tuvumā. Sevišķi lielu vadītspēju gāzes iegūst radioaktīvu vielu — radija, torija, urana etc. tuvumā. Ja šo vielu preparāti ir pietiekoši stipri (daži miligrami $RaBr_2$ stikla kapselē) viņu tuvumā nekādi elektrostātiski eksperimenti neizdodas — visi lādiņi no elektrizētiem ķermeņiem tūlīt aiziet. Arī ar augstu potenciālu lādetu vadu asumu, tad elektriskās dzirksteles un dažādu fosforescejošu vielu tuvumā gāzes top elektrības vadītājas.

Visu nupat minēto gadījumu novērošanai un kvantitatīvai pētīšanai noder sek. eksperiments. Kondensatora K_1K_2 (zīm. 303.) viena plate K_2 pievienota augsta spraiguma baterijas vienam polam (otrs baterijas pols savienots ar zemi), otrā K_1 — caur pietiekoši jūtīgu galvanometru G savienota ar zemi. Kamēr gaiss starp kondensatora plātnēm ir savā dabiskā stāvoklī, galvanometrs, saprotams, nekādas strāvas nerāda, jo strāvas ceļā ir pārtraukums K_1K_2 . Bet ja uz šo gaisu liek iedarboties kādam no augšā mi-

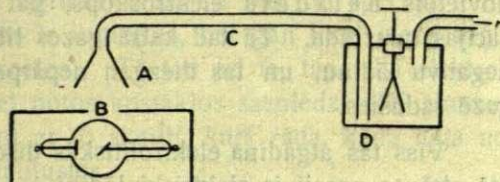


Zīm. 303.
Strāva gazē.

netiem agentiem, piem., paliekot zem kondensatora X -staru lampu, radija kapseli R , vaj liesmu, galvanometra rādītājs tūlīt novēršas, liecinādams, ka nu no K_2 uz K_1 cauri gaisa slānim K_1K_2 iet strāva. Kondensatora gaiss tagad ir palicis par elektrības vadītāju. Ar galvanometru strāvas intensitāti mērojot (parasti dažādi mikroamperi un miliamperu daļas), var savā starpā salīdzināt dažādu agentu iespaidus.

§ 305. Gazu ioni. Gāzes vadītspēja ir ārējā agenta iedarbībā sekas. Kad agents beidz darboties, gāze savu vadītspēju zaudē un atkal atgriežas savā dabiskā izolatora stāvoklī. Bet tas notiek ne pēkšņi. Zināmu, kaut arī ļoti īsu laiku gāzes arī pēc agenta apstāšanās vēl elektrību vada. Šis apstāklis daudz palīdz gāzes vadišanas procesa noskaidrošanai.

Ņemsim palīgā zīm. 304. attēloto aparātu. ACD ir resna stikla caurule ar piltuves veidīgu platu galu A . Gāsi D nobeidzas pudelē, caur kuņas korķi iet elektroskopa stienis (vaj ar āreju kādu elektroskopu savienots vads), un ar kādu sūceju, piem., ūdensstrūklas pumpi savienota lika caurule. Kad sūcejs ir darbā, no A pa C caur pudeli, gašam elektroskopam iet gaisa plūsma. Ja elektroskops ir lādets un ja pie A gāsi sistemā ieiet savā dabiskā stāvoklī, šī plūsma uz elektroskopa elektrizāciju nekādu iespaidu neatstāj. Bet ja zem A novieto kādu agentu, kas gāsi padara vadītspējīgu, elektroskops sāk izlādēties. Tas liecina, ka gāsi, savu vadītspēju pie A iegūvis, viņu arī vēlāk piepatur, vismaz tik ilgi, kamēr viņš no A noiet līdz elektroskopam. Regulējot gāsi strāvas ātrumu, var vismaz tuveni šo ilgumu atrast.



Zīm. 304.

Citādi tas ir tad, ja kādā caurules AC vietā gāsi strūklai ceļā noliek kādu šķērslī, piem., vates kušķi, smalkas drāts sietiņu vaj taml. Tad šķērslī cauri izspiedies gāsi savu vadītspēju ir zaudejis: nonācis līdz elektroskopam viņš to vairs neizlādē. Tā rodas iespaids, ka gāsim ir bijis kautkas piejaukts, kas viņam ir devis īpašību elektrību vadīt un ko mehāniski var no viņa atfiltrēt.

Šis „kautkas“ ir ne tikai mehāniskā ceļā atfiltrējams. Ja gāsim pa ceļam caurulē AC ierīko mazu kondensatoru, kuņa platem K_1 un K_2 pievieno kādas ap 1000 voltu sprāiguma baterijas polus, tad starp viņām radītais elektriskais lauks panāk to pašu: šādam laukam cauri izgājis, gāsi no A nākdams, arī nekādu mehānisku kavēkli (vati) savā ceļā nesastāpis, elektroskopu vairs neizlādē. Izlādēšana tūlī iestājas, ja K_1 un K_2 no baterijas atvieno. Tas rāda, ka gāsi savas vadītāja īpašības zaudē arī elektriskā laukā, no ka spriežam, ka tas, kas viņā ir bijis, tam vadītāja īpašības piedodams, ir bijis elektriskas dabas, jo lauks darbojas tikai uz elektriskiem lādiņiem. No ta spriežam, ka gāsi (un gāzi vispāri) elektrisko vadītspēju iegūst tapēc, ka viņā rodas brīvi elektriski lādiņi. Šo lādiņu cēlonis ir āreja agenta (piem., X -stari) iedarbošanās.

Kas ir šie lādiņi un kā viņi tur rodas? Uz šiem jautājumiem nevar atbildēt bez hipotēzes. Bet var gan apgalvot, ka viņi rodas pašā gāzē un nevis no ārienes viņā ieiet. Tas vispirms redzams no ta, ka X -stari, tāpat ultra-violetie, tad radioaktīvo vielu γ -stari ir radiācijas, kas nekādus lādiņus sevī nenes. Otrkārt, vadošā gāzē ir kā

Kas ir šie lādiņi un kā viņi tur rodas? Uz šiem jautājumiem nevar atbildēt bez hipotēzes. Bet var gan apgalvot, ka viņi rodas pašā gāzē un nevis no ārienes viņā ieiet. Tas vispirms redzams no ta, ka X -stari, tāpat ultra-violetie, tad radioaktīvo vielu γ -stari ir radiācijas, kas nekādus lādiņus sevī nenes. Otrkārt, vadošā gāzē ir kā

pozitīvie, tā negatīvie lādiņi un pie tam vienados daudzumos, kas redzams no tā, ka visā visumā šāda gāze nebūt nav elektriska: viņā novietots nelādēts elektroskops, pat visjūtīgākais, nekādas elektrizācijas neuzrāda. Tā tad katrā gāzes tilpumā ir tikpat pozitīvu, cik negatīvu lādiņu, un tas diezgan nepārprotami liecina, ka viņi ir pašā gāzē radušies.

Viss tas atgādina elektrolītiskās disociācijas hipotēzi. Ari elektrolītā strāvas neseji ir elektriski lādiņi — ioni, kas kā pozitīvas un negatīvas molekulu frakcijas rodas molekulai sašķeļoties. Ari elektrolītā nekur nekādas lokālas elektrizācijas nav, jo pozitīvie un negatīvie ioni vienmēr rodas un zūd vienados daudzumos. Tapēc var pieņemt, ka ari gāzēs darbojošos agentu, piem., X -staru iespaidā gāzes molekula sašķeļas pozitīvi un negatīvi lādētās daļās — $ionos$, gāze, kā var sacīt, $ionizejas$. Gāzes ioni, atradami elektriskā laukā, piem., starp kondensatora K_1K_2 platem zīm. 303., mierā palikt nevar, bet sāk ceļot — vieni uz vienu, otri uz otru pusi, nesot sev līdz elektriskus lādiņus un radot strāvu. Tā tad pieņemot šādu hipotēzi, mēs strāvas mehānismu gāzē domājam ļoti līdzīgu elektrolītiskās strāvas mehānismam. Kā redzesim tālāk, ar šo hipotēzi izskaidrojami gandrīz visi novērotie fakti. Tapēc ari viņu ievēdot J. J. Thomson's radija jaunu posmu gāzu elektrisko īpašību pētīšanā.

§ 306. Ionizācija un rekombinācija. Ionizētā gāzē kādā noteiktā elektriskā laukā (pie noteiktas potenciālu diferences) dabūtā strāva būs jo intensīvāka, jo vairāk viņā būs strāvas neseju — ionu. Tapēc sagaidāms, ka $ionizatoram$, piem., X -stariem ilgāku laiku darbojoties, strāvas intensitāte zīm. 303. attēlotā aparatā vienmēr kļūs lielāka. Tomēr novērojumi šo slēdzienu neattaisno. Gan no sākuma strāva pieaug, bet tad visai īsā laikā sasniedz noteiktu maksimumu, kuŗš paliek nemainīgs, kamēr vien ionizatora spēja nemainas. Tas liecina, ka ionu skaits gāzē neaprobežoti vis neaug, bet ka te blakus ionizācijai gāzē norisinās vēl otrs process, kuŗā ionu skaits pamazinas. Šis process ir ionu atkalsavienošānās jeb **rekombinācija**.

Gāzu ionu rekombinācija ir analogiska elektrolītu ionu asociācijai. Ions kā gāzes molekulas frakcija mierā nestāv, bet ņem daļību pārejo — neitrālo — molekulu temperatūras haotiskā kustībā. Kad divi preteji lādēti ioni kaut kur nejauši sadurās, viņi $zināmos gadijumos$ var atkal saistīties neitrālā molekulā, kuŗa kā tāda elektrības transportā vairs daļību neņem. Tā divu ionu sadursme var beigties ar divu elektrības neseju zudumu. Bet šādu sadursmju būs jo vairāk, jo vairāk gāzē būs ionu. Tapēc gāzes ionizācijai augot augs ari rekombināciju skaits

un tapēc ar laiku gazē iestāsies dinamisks līdzsvars, kad vienā sekundē rekombinācijas ceļā tikpat ionu pazudīs, cik viņu vienā sekundē ionizācijas ceļā rodas. No ta spriežam, ka arī pie ļoti spēcīga ionizatora ne visas gāzes molekulas ir ionizētas, bet gan tikai viena viņu daļa (parastos apstākļos ļoti nēcīga). Tā tad arī te, tāpat kā elektrolītā, ionizācija nav pilnīga, bet dotos apstākļos sasniedz tikai zinamu pakāpi. Pēdejo var raksturot ar to skaitli, kuŗš rāda, kāda daļa no visām molekulām ir ionos sadalījusies.

Kuŗu katru gāzes stāvokli, kas noteikts ar viņas ionizācijas un rekombinācijas attiecību, var izteikt arī matemātiski. Nosauksim ar N to molekulu skaitu, kuŗas ņemtais ionizators katrā cm^3 un vienā sekundē saskalda. Tad vienā sekundē gazē rodas N pozitīvu un N negatīvu ionu. Ar n nosauksim to ionu skaitu, kas kādā mirklī vienā gāzes cm^3 patiesībā atrodas. Kā viegli saprast, $n < N$. Katram no šiem n pozitīviem ioniem ir iespējams sastapties ar n negatīviem ioniem, tapēc viss iespējamais, preteji lādeto ionu sadursmju skaits ir $n \cdot n = n^2$. Bet ne katrā no šīm sadursmēm beidzas ar rekombināciju. Ioni var neitralā molekulā savienoties tikai tad, ja viņu ātrumi, resp momenti mv sadursmes brīdī nepārsniedz zinamu robežu, jo tikai tad viņu elektrostātiskā pievilkšanās varēs pārspēt sadursmē dabūto atsitienu. Tapēc patiesībā vienā sekundē rekombinējas ne n^2 ionu, bet tikai viena viņu daļa αn^2 ($\alpha < 1$). No ta tad redzam, ka ionizētā gazē kādā isā laika sprīdī dt ionu skaita maiņa dn ir dota ar

$$\frac{dn}{dt} = N - \alpha n^2,$$

jo $N - \alpha n^2$ ir tas ionu daudzums, kas laikā dt nāk klāt vaj zūd. Skaitli α sauc rekombinācijas koeficientu.

Interesanti te ir divi gadījumi. Pirmais ir tas, kad gazē ionizācija un rekombinācija ir dinamiskā līdzsvarā. Tad n ar laiku nemainas, $\frac{dn}{dt} = 0$ un tapēc

$$n = \sqrt{\frac{N}{\alpha}}.$$

Kā otro ņemsim gāzes pāreju uz normalu stāvokli tūliņ pēc ionizatora darbības pārtraukšanas. Tad jaunu ionu vairs klāt nenāk, $N = 0$ un

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \text{ jeb } \frac{dn}{n^2} = -\alpha dt,$$

Tas dod

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}.$$

Te n_0 ir tas ionu skaits, kas atrodas gāzes vienā kub. centimetrā ionizatora apturešanas brīdī ($t=0$).

Ar šīs vienādības palīdzību var izdarīt dažus interesantus aprēķinus. Tā var meklēt to laiku, kuŗā n_0 samazinas noteiktā attiecībā,

piem., uz pusi. Liekot $n = \frac{n_0}{2}$, dabujam

$$t = \frac{1}{\alpha n_0}.$$

Šo sakaru starp t un n_0 var likt eksperimenta pamatā, mērojot, piem., pēc noteiktiem laika sprīžiem gazē palikušo ionu skaitu (sk. nāk. §). Tad var aprēķināt α — rekombinācijas koeficientu. Šādi eksperimenti rāda, ko ionizetas gāzes atgriešanās dabiskā stāvoklī prasa diezgan ilgu laiku, pie tam dažādām gāzēm dažādu. Rutherford's atrod, ka pat 16 sekundes pēc ionizācijas izbeigšanas gaisā ir vēl ap 10% no agrākā ionu skaita. Nākošā tabelē ir ierakstīti dažu gāzu rekombinācijas koeficienti:

Gāze	CO_2	Gaiss	H_2	SO_2	CO
$\alpha \cdot 10^6$	1,67	1,60	1,45	1,31	0,87

Atzimejams, ka α mainas līdz ar temperatūru: pie augstākas temperatūras viņš ir mazāks kā pie zemas. Tas arī sagaidāms, jo temperatūrai ceļoties, pieaug ionu kustības momenti, kas traucē to rekombināciju. Ari no spiediena viņš atkarīgs.

Gāzu dabiskā ionizācija, kaut gan maza, tomēr ir noteikti mērojama. Rūpīgi traucē noslēgts gaiss katrā savā cm^3 satur ap 4 ionu. Šis skaits gan mainas, pie kam šinī maiņā var atrast pat noteiktu dienas gājienu: maksimumus un minimumus. Ja gaisu ieslēdz svina traukā ar biezām sienām, viņa ionizācija samazinas — līdz 40% pie sienu biezuma līdz 5 cm . Tālākais sienu biezums ionizāciju vairs neiespaido (skat. § 324.).

Šie novērojumi rāda, ka gaisa ionizācijas cēlonis ir kāda radiācija ar niecīgu absorpciju. Varbūt ka tie ir no saules nākoši penetrantie γ -stari. Viņas avots vēl nav noskaidrots. — Dabisko gaisa ionizāciju sauc par paliekošo ionizāciju.

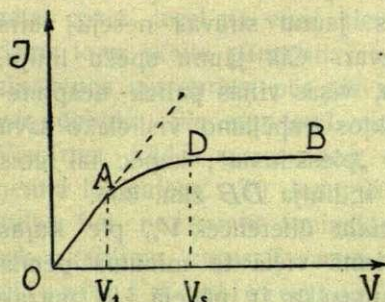
§ 307. Sātstrāva. Ja starp gāzu ionizāciju un elektrolītu disociāciju, resp. starp viņu vadišanu mehānismiem var atrast zināmu analogiju, tad tanī pašā laikā starp viņām ir liela atšķirība. Šī pēdējā jo sevišķi parādas tajos likumos, kuŗiem padota strāvas intensitātes atkarība no pieliktās potenciālu diferences, resp. lauka intensitātes.

Elektrolitos, tāpat kā metālos, strāvas intensitāte ar potenciālu diferenci viņas galos saistas Ohm'a likumā

$$J = \sigma V,$$

kur σ ir vadītspēja. Ar to ir teikts, ka strāvas intensitāte ir potenciālu diferencei tieši proporcionāla; šī sakara grafiskais attēlojums ir taisna, slīpi guļoša līnija (zīm. 74.). Kā māca novērojumi, šis lineārais sakars ir vietā kā pie lielām, tā mazām potenciālu diferencēm (§215.).

Gazēs šāda likuma neatrodam. Eksperimentējot ar noteiktas un pastāvīgas intensitātes ionizatoru, piem., ar kādu radija preparātu, un tad ar zīm. 303. doto aparātu pie noteiktiem potenciāliem starp platem K_1 un K_2 dabūto strāvas intensitāti mērojot, kaut cik lineāru proporcionalitāti starp J un V dabūjam tikai no sākuma, pie nelieliem V .



Zīm. 305.
Sātstrāva.

Zīm. 305. tas grafiski attēlots ar līnijas gabalu OA . Jo lielāka top potenciālu diference starp kondensatora platem, jo vairāk strāva sāk viņai palikt nopakaļis, kapēc grafikas taisnā līnija sāk arvien vairāk liekties (gabals AD). Kad V sasniedz noteiktu lielumu V_s , strāva paliek no potenciāla neatkarīga: nekāds viņa tālākais pieaugums strāvas intensitāti vairs nemaina. Tapēc te grafika ir atkal taisna, bet nu potenciālu asij paralela līnija DB .

Kā redzam, te strāvas raksturs ir pavisam cits kā metalā vaj elektrolītā. Te σ — gāzes vadītspēja nav vairs konstants lielums, bet gan V , vaj J , vaj arī abu funkcija.

Šī atšķirība ir saprotama, ja ņem vērā to, kā ioni rodas elektrolītā un kā gāzē. Pirmā viņi, tā sakot, rodas paši no sevis, bez enerģijas patēriņa no ārienes. Molekulas te sadrūp ionos, nonākdamas citā apvidū (piem., ūdenī), ar citu dielektrisko konstanti. Tapēc arī nekas no ārienes nekādu iespaidu uz ionu skaitu elektrolītā neatstāj: ja strāvā vaj citādi kā kāds ionu pāris pazūd, tūliņ un pats no sevis viņa vietā rodas jauns (saprotams, ja elektrolīta koncentrācija paliek agrākā). Tā tad elektrolītā, tāpat kā metalā, ionu skaits, praktiski ņemot, ir neaprobežoti liels.

Citādi tas ir gāzēs. Viņu vadītspēju rada ārējais agents, līdz ar ko te katras molekulas sašķelšanai ionu pāri patēriņam darbam enerģija jāņem no ārienes. Šo enerģiju dod ņemtais ionizators. Bet nu

neviena ionizatora enerģija nav bezgalīga, tapēc arī katra ionizatora dotais ionu skaits gazē ir aprobežots.

Nu domasim šādu gazi ar aprobežotu ionu skaitu elektriskā laukā starp kondensatora platem. Kamēr potenciālu diference, resp. lauka intensitāte ir maza, maz starp platem ir spēka līniju un maz vajadzīgs ionu, lai šīs līnijas varetu sabrukt, strāvu radot. Bet jo lielāka top potenciālu diference lauka galos, jo intensīvāks lauks paliek, jo vairāk spēka līniju viņā ir un jo vairāk ionu tiek nodarbināti elektrības transportā. Te strāvas intensitāte ir vēl potenciālu diferencei proporcionāla (gabals *OA* zīm. 305.). Bet arvien lielākam ionu skaitam darbā stājoties, viņu drīz vien sāk aprūkt, kāpēc potenciālu diferencei augot, strāvas intensitāte sāk palikt nopakaļis (*AD* zīm. 305.). Kad lauka intensitāte, resp. viņa spēka līniju skaits kļūst tāds, ka visi ionizatora dotie ioni ir nodarbināti elektrības transportā, t. i. kad iestājas stāvoklis, kad vienā laika vienībā tik pat ionu pazūd, cik viņu šīnī laikā rodas, potenciālu diferencei pieņemoties jaunu strāvas neseju vairs nav un strāvas intensitāte vairs augt nevar. Cik jaunu spēka līniju, lauka intensitātei augot, lai arī nerastos, visas viņas paliek neapmierinātas. Tā strāva sasniedz dotos apstākļos iespējamo vislielāko savu vērtību — maksimumu, viņa kļūst itkā „piesātināta“, kāpēc tai dots nosaukums *sātstrāva*. Viņas grafika ir līnija *DB* zīm. 305.

Sātstrāvas iestāšanos, t. i. to potenciālu diferencei V_s , pie kuņas viņa iesākas, noteic vairāki faktori. Pirmā vietā te minama ņemtā ionizatora intensitāte, resp. spēja. Jo mazāka ir pēdeja, jo mazāk katrā gāzes tilpumā rodas ionu, jo agrāki, t. i. jo pie zemāka potenciāla piesātinājums iestājas. Otrkārt, to pašu dod gāzes spiediena pamazinašanās, jo tad katrā gāzes kub. centimetrā mazāk ir molekulu un arī ionu. Novērojumi rāda, ka piesātinājumam vajadzīgā potenciālu diference V_s ir gāzes spiedienam tieši proporcionāla. Tā, piem., gaisā pie atmosfēras spiediena V_s ir ap $30000 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, pie spiediena 1 mm Hg tikai $40 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$.

Atzīmesim vēl vienu ionizetas gāzes īpatnību. Metālos un elektrolītos strāvas intensitāte, ja pārejie apstākļi paliek agrākie, ir preteji proporcionāla vada (ceļa) gaļumam. Gazēs, turpreti, tas ir otrādi. Ja zīm. 303. atstātumu starp kondensatora platem palielina, strāva top intensīvāka. Tas izskaidrojams ar to, ka tad lielāks top starp platem esošo ionu skaits, kāpēc lielāki kļūst vienā laika vienībā pārnēstie elektrības daudzumi. Tā tad arī šīnī ziņā gāzēs Ohm'a likums nav vietā, jo viņu pretestība ir gaļumam ne tieši, bet preteji proporcionāla.

Kā no augšā par sātstrāvu teiktā redzams, viņa dod ionizatora spēju mēru: sātstrāva iestājas tad, kad ionizators ir sasniedzis savu spēju robežas. Tas jāņem vērā dažādu ionizatoru spējas salīdzinot.

§ 308. Ionu difuzija. Ātrumi elektriskā laukā. Rekombinācija, par kuŗu bija runa § 306., ir ne vienīgais ionu skaita pamazinašanās iemesls gazē. Ņemdami dalību molekulu kustībā, ioni pamazam aizplūst — difundē no savām rašanās vietas uz ta trauka sienam, kuŗā gaze atrodas. Ja trauks nav visai liels, ioni viņa sienas sasniedz ātri un, atdodami tām savus lādiņus, kā tādi pazūd. Tā blakus rekombinācijai, gazē ioni zudumā iet arī difuzijas ceļā.

Ionu difuzijas ātrumi ir atkarīgi no vairākiem faktoriem. Sagaidams, ka vislielākais iespaids te ir ionu masam, resp. tilpumiem, tad gāzes spiedienam un trauka dimensijam. Ja pēdejšās ir tādas, ka sienas aizsniedzot, ioni nepaspēj rekombinēties, difuzijas ātrumus var eksperimentāli atrast. Tādu ceļu ir gājis Townsēnd's, likdams ionizetai gāzei tecēt pa visai tievu metala cauruļu sistemu un tad mērodams ionu skaita pamazinašanos pa caurules gaŗumu. Par šo pamazinašanos var spriest pēc tās sātstrāvas, kuŗu caurules dažādās vietās var dabūt. Šie un taml. eksperimenti dod interesantus rezultatus. Vispirms, kādas gāzes ionu difuzijas ātrums izrādas neatkarīgs no ņemtā ionizatora. Tā tad gāzes ions ir viņas pašas, resp. tās molekulas, bet ne ņemtā ionizatora īpatnejs indivīds. Tas redzams no sek. skaitļiem, kuŗus Townsēnd's dabū negatīviem gaisa ioniem kā difuzijas koeficientus D :

Ionizators	D_-
X-stari	0,043
Radioakt. vielas . . .	0,043
Ultra-viol. viļņi . . .	0,043
Augsta pot. smailes .	0,037

Otrkārt, pozitīvie un negatīvie ioni difundē ar dažādiem ātrumiem. Tas redzams no nāk. tabeles, kas arī ņemta no min. Townsēnd'a pētījuma:

Gāze	D_-	D_+
Gaiss sauss . . .	0,043	0,028
„ mitrs . . .	0,035	0,032
Skābeklis sauss.	0,039	0,025
„ „ mitrs.	0,036	0,029
Ūdeņradis sauss	0,190	0,123
„ „ mitrs	0,142	0,128

Kā no viņas redzams, visās minētās gazēs pozitīvo ionu difūzijas ātrumi ir mazāki par negatīvo ionu ātrumiem. Tas liecina, ka viņu masas, resp. tilpumi ir lielāki par negatīvo ionu tilpumiem. Arī gāzes mitrumam ir iespaids uz ionu difūziju. Pozitīvo ionu ātrumu mitrums nedaudz paceļ, bet jo lielā mērā pamazina negatīvo ionu ātrumu. No tā slēdzam, ka gāzei piejauktie ūdens tvaiki negatīvo ionu masu palielina. Kā redzesim § 309., tas stāv ciešā sakarā ar negatīvo ionu spēju kondensēt ap sevi ūdens tvaikus.

Uzkrītoši mazi ir ionu difūzijas ātrumi, ja tos salīdzina ar neitrālo molekulu ātrumiem. Tā, piem., gaisa molekulas difūzijas koeficients skābeklī ir 0,177, viņa $+$ -ionam šis koeficients ir tikai 0,028; H_2 -molekulas koeficients gaisā ir 0,634, viņa $+$ -ionam tikai 0,123. Un tikai tādām gāzēm, kuru molekulas ir visai lielas, kā, piem., eteļa tvaikiem ($D = 0,077$), molekulu difūzijas koeficienti ir salīdzināmi ar ionu difūzijas ātrumiem. Tas rāda, ka ionu masas ir daudz lielākas par neitrālo molekulu masām. Bet vaj tas ir iespējams? Ions tak ir tikai molekulas frakcija, viena viņas daļa? Te jāņem vērā tas, ka ions, no molekulas radies, ilgi brīvs palikt nevar. Sava elektriskā lādiņa, resp. ap viņu esošā elektriskā lauka dēļ viņš drīzi vien aplīp ar neitrālām gāzes molekulām, līdzīgi tam, kā kāds lādets ķermenis putekļainā gaisā aplīp ar putekļiem. Tā ap ionu rodas smagi neitrālo molekulu sakopojumi, kas viņu masu un tilpumu daudzkārt palielina, pamazinot tā difūzijas ātrumu.

Aiz šā paša iemesla arī elektriskā laukā pozitīvie un negatīvie ioni kustas ar dažādiem ātrumiem. Šo faktu kā pirmais novērojis Zeleny. Viņš arī devis metodi, ar kuras palīdzību šos ātrumus atrast. Viņas komplikētā rakstura dēļ to te neaprunāsim, bet atzīmesim tikai tos skaitļus, kuri dod ionu ātrumus $\frac{cm}{sec}$ vienībās elektriskā laukā

ar intensitāti $X = 1 \frac{Volt}{cm}$:

Gāze	$+$ -ionu ātrums U_+	$-$ -ionu ātrums U_-	$\frac{U_-}{U_+}$
Gaiss			
sauss . . .	1,331	1,927	1,45
mits . . .	1,325	1,610	1,22
Skābeklis . .			
sauss . . .	1,36	1,80	1,33
mits . . .	1,29	1,52	1,18
Ūdeņradis			
sauss . . .	5,91	8,26	1,40
mits . . .	5,30	6,26	1,18

No šīs tabeles redzams, ka viss par ionu difūzijas ātrumu raksturu sacītais attiecināms arī uz viņu kustību elektriskā laukā. Arī te negatīvo ionu ātrumi ir lielāki kā pozitīvo ātrumi, pie kam arī te mitruma iespaids ir vairāk manāms pie pirmiem kā pēdējiem. Tas jo sevišķi labi redzams no pēdējās kolonnas skaitļiem, kuri dod abu ionu sugu ātrumu attiecības.

§ 309. Ioni kā kondensācijas centri. Šīs grāmatas pirmā sējumā, § 139, bija minēts, ka piesātinātu ūdenstvaiku kondensācijai ir vajadzīgi centri, ap kuriem viņa lai varetu sākties. Kā tur rādīts, šādu centru loma piekrit parasti gaisam piejauktiem putekļiem, dūmiem vaj tml. Ja šo piejaukumu ir maz, ja gaiss (tvaiks) ir ļoti tīrs, kondensācija var rasties tikai pie liela pārsātinājuma: bez putekļiem tvaiks paliek gāzējādā stāvoklī arī pie daudz zemākas temperatūras kā tas vajadzīgs.

Šī fakta izskaidrojums meklējams tanī sakarā, kāds valda starp piesātināta tvaika spiedienu un viņa šķidrums līmeņa formu, resp. virsmas spraigumu. Ja virs līdzena līmeņa kāda šķidrums tvaika spiediens ir p_0 , tad izliektam līmenim viņš ir $p > p_0$; abu spiedienu diference ir

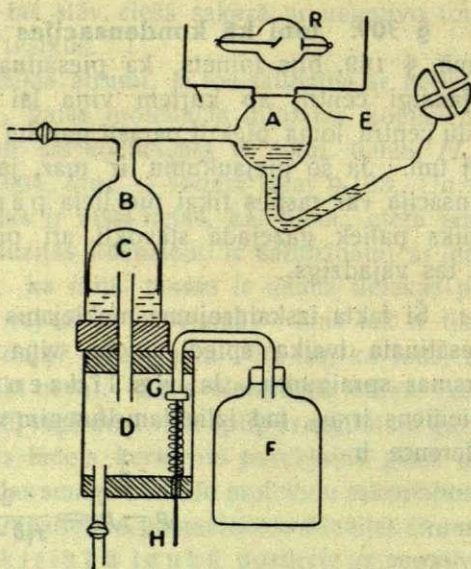
$$p - p_0 = \frac{2\alpha\delta}{r(\delta - \sigma)},$$

kur δ ir šķidrums blīvums, α — viņa virsmas spraiguma koeficients, σ — tvaika blīvums un r — līmeņa izliekuma rādiuss. No šīs izteiksmes redzams, ka ja r ir ļoti mazs, diference $p - p_0$ ir ļoti liela, kas nozīmē, ka p ir ļoti liels. Tapēc, ja ņemto šķidrums domājam kāda visai maza piliena veidā, tā tvaika spiediens ir liels, kāpēc šķidrums iztvaikošana ir ļoti intensīva. Aiz šā iemesla šāds piliens nevar augt, t. i. saistīt ap sevi citas molekulas. Tāds piliens tapēc nevar būt par kondensācijas centru. Lai viņš par tādu paliktu, viņa rādiusam jābūt lielākam. Tas notiek, ja piliens saistas ar kādu lielāku ķermeņi, kāds, piem., ir puteklis, dūmu daļiņa un tml.

Bet šķidrums virsmas spraigums pamazinas, ja viņš tiek pozitīvi vaj negatīvi lādēts (§ 301.). Tas rāda, ka augšējās vienādības labā pusē lādēta šķidrums gadījumā ir mazāka, šī šķidrums tvaika spiediens p — mazāks. No tā spriežams, ka ja tie sīkie ūdens pilieni, par kuriem nupat bija runa, saistas ar kādu ionu, tā sevi uzņemot pēdējā lādīņu, tad ar to viņu tvaiku spiediens pazeminās un var kļūt tāds, ka jau pie neliela pārsātinājuma kondensācija ap viņiem kļūst iespējama. J. J. Thomson's ir rādījis, kā aprēķināt to

iona lādiņu e , pie kuŗa tas notiek. — Tā tad sagaidams, ka arī gazu ioni var noderēt par tvaika kondensācijas centriem.

Kā pirmais to reālā eksperimentā novērojis C. T. R. Wilson's 1897. gadā ar aparātu, kuŗa schema ir dota zīm. 306. A ir stikla trauks, kuŗa dibenā ieliets ūdens tā, ka viņā un ar to savienotā traukā B gaiss ir ūdenstvaiku piesātināts. C ir augšgalā pusapaļš cilindrs, kas cieši piekļaujas B iekšējai sienai, bet tā, ka viņš var viegli slīdēt augšup un leļup. Trauka B dibenā ir ūdens, kuŗā C iegrimst ar savām malām. Pumpejot gaisu traukā D , kuŗš ar platu cauruli savienots ar C , pēdejo var pacelt vēlamā augstumā. Tad A un B satur noteiktu tilpumu, pie laboratorijas temperatūras piesātināta tvaika. Ja nu saspiesto gaisu no D izlaiž, kas panākams, pavelkot H un ļaujot gaisam caur G ieplūst iepriekš izpumpētā traukā F , cilindrs C aši nolaižas, piesātinātais tvaiks virs viņa adiabatiski izplešas un atdziest. Jo straujaka un lielaka ir C nolaišanās, jo lielaka ir tvaika ekspansija un jo lielaka viņa temperatūras krišanās. Tapēc, regulējot pie H spiedienu traukā D , var traukā A radīt pilnīgi noteiktu ekspansiju un līdz ar to noteiktu temperatūras pazeminašanos. Tad var novērot, ka ja A gaiss ir putekļains (parastais istabas gaiss eksperimenta sākumā), viņa tvaiks jau pie ļoti nelielām ekspansijām kondensējas, kapēc traukā parādas migla. Te kondensāciju centri ir gaisam piejauktie putekļi. Ši migla pamazam nolaižas, līdz iņemdama putekļus. Tapēc, ja šādu eksperimentu atkārti vairak reizes, katrreiz ļaujot miglai nogrimt apakšējā ūdenī, traukā A dabūjam arvienu no putekļiem tīraku tvaiku. Līdz ar to novērojam, ka katrā nākošā eksperimentā miglu (kondensāciju) dabū ir arvienu grūtāki — ekspansija jāņem arvienu lielāka. Ja kā pēdeļās mēru ņem trauku $A + B$ sākuma un beļgu tilpumu (pirms un pēc ekspansijas) attiecību, tad izrādas, ka pilnīgi no putekļiem tīrā tvaikā



Zīm. 306.

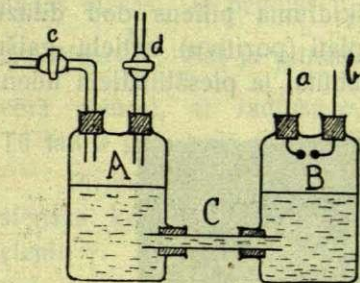
C. T. R. Wilson'a eksperiments.

kondensacija iestājas tikai pie ekspansijas 1,375, kas stāv preti 8-kārtīgam viņa pārsātinājumam.

Nu Wilson's laiž darbā *X*-staru lampu *R*. Viņas dotie stari, iziedami cauri *A* sienai, ionizē traukā *A* esošo gaisu, tā radot piesātinātā tvaikā ionus; tad tūlīt kondensācijas raksturs mainas: bieza migla traukā *A* rodas jau pie ekspansijas 1,25. *X*-staru vietā kā ionizatoru var ņemt arī citu agentu, piem., radiju, dzirksteli etc. — efekts ir viens un tas pats, un jo lielaks (migla jo biežaka), jo intensīvaks ir ionizators. Tā tad tiešam gāzes ioni top par kondensācijas centriem.

C. T. R. Wilson's atradis, ka arī kondensācijas ziņā starp pozitīviem un negatīviem ioniem ir atšķirība. No sākuma, pie ekspansijām no 1,25—1,31 (6-kārtīgs pārsātinājums), kondensacija notiek tikai ap negatīviem ioniem. Kad ekspansija sasniedz 1,31, migla rodas arī ap pozitīviem ioniem. Tas vedams sakarā ar abu ionu sugu nevienādiem ātrumiem gāzē. Kā jau bija minēts un kā par to būs vēl runa vēlāk, negatīvā iona masa viņa rašanās brīdī ir vienmēr mazāka par pozitīvā iona masu, tapēc viņa ātrums stipri lielāks par pēdējā ātrumu. Tas negatīvajam ionam ļauj daudz biežāki nākt sakarā ar neitralām tvaika molekulām un viņas pie sevis saistīt. Tā ap viņu kondensacija notiek itkā vieglāki. Ar to arī pilnā mērā izskaidrojams pag. § atzīmētais fakts, ka gaisa mitrums atstāj daudz lielāku iespaidu uz negatīvā kā pozitīvā iona ātrumu.

Nupat aprakstītie ekspansijas eksperimenti ir ļoti skaisti un pamācoši. Tapēc aprakstīsim vēl vienu, visai vienkāršu aparātu, ar kuŗu viņi izdarami. *A* un *B* (zīm. 307.) ir divas divkarklainas pudeles ar tubām apakšā. Pēdējās savienotas ar resnu gumijas vai stikla cauruli *C*. Pudelēs ir ūdens. Pirmās pudeles kaklos ar izturīgiem un labiem korķiem iestiprinātas caurules *c* un *d* ar aizgriezņiem. Pa pirmo cauruli var pudelē gaisu iepumpēt, pa otro izlaist. Otrās pudeles kaklos, arī ar korķiem iestiprinātas divas drātes *a*, *b*, kuŗu apakšējie gali stāv viens no otra tik tālu, lai starp viņiem varetu lekt elektriska dzirkstele,



Zīm. 307.

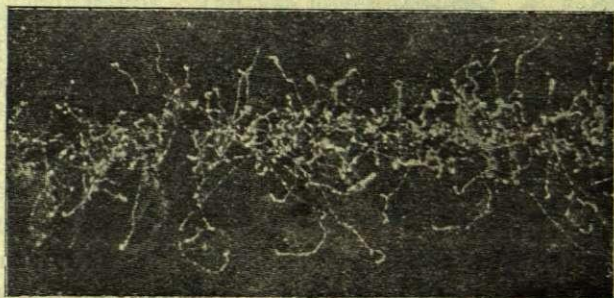
Ekspansijas aparats.

kad viņas pievienotas mazai indukcijas mašīnai vai induktoram. Šī vienkāršā aparata darbība nu viegli saprotama. Pudelē *A* pa *c* iepumpētais gaiss spiež uz tās ūdeni, no kam *B* tilpums ar piesātināto

tvaiku pamazinas. Attaisot d , gaisu no A izlaiž, kapēc B tvaiks, izplezdamies, atdziest un kondensejas, ja viņā ir putekļi, vaj ja iepriekš ar dzirksteli starp a un b gaiss ir bijis ionizēts. Lai B atdzišana būtu jo pēkšņa (izplešanās adiabatiska), aizgriezņa d kanalam jābūt platumam. Ja pudelei B pierīko vertikālu, milimetros iedalītu skalū, var katram gadījumam pēc ūdens līmeņa pudelē atrast tvaika ekspansiju.

Kā viegli saprast, ionu lādiņiem un tvaika kondensācijai ap viņiem ir liela loma zemes atmosfēras dzīvī. Gaisā ir vienmēr daudz ionu, jo attiecīgu ionizatoru nav trūkums. Tādi var būt zemes radioaktīvās vielas, ultra-violetā gaisma u. c. (sk. § 324.). Ja kaut kādu meteoroloģisku apstākļu dēļ gaisa temperatūra pazeminās, ūdens tvaiks viņā top piesātināts, kapēc tūlīņ iesākas viņa kondensācija ap gaisa ioniem. Tā arī ļoti augstos atmosfēras slāņos, kur putekļu ir maz, ūdens pilienu rašanās ir iespējama. Bet vispirms — tā tad praktiski gandrīz vienmēr, kondensācija notiek ap negatīviem ioniem. Tapēc kondensācijas ceļā radušāmiem pilieniem uz zemi nonākot, viņiem līdzī nonāk arī negatīvie ioni. Tā atmosfēras nokrišņi pamazām atdala vienu no otra gaisa ionus, radot atmosfēras elektrizāciju. No tā varam slēgt, ka augšējiem atmosfēras slāņiem jābūt vienmēr pozitīvi lādētiem. Daudzi novērojumi to arī apstiprina. Arī zemes negatīvo elektrizāciju var izskaidrot ar pastāvīgo negatīvo ionu pieplūdumu no atmosfēras (skat. tomēr § 324.).

Interesants un daudzās ziņās svarīgs ir nākošais C. T. R. Wilson'a eksperiments, kas dod iespēju novērot atsevišķo ionu ceļus gazē. Piesātinātu tvaiku (gazi) ionizēdams, Wilson's viņu tanī pašā acumirkli fotografē. Tas iespējams, ja viņu no sāniem apgaismo ar spilgtu gaismu: tad ap katru ionu radušāis šķidrums piliens dod difuzu gaismas atmirdzumu un uz fotografisko plati (pozitīvu) nelielu gaišu punktu. Zīm. 308. dod fotografiju, kas dabūta, ja piesātinātiem ūdens



Zīm. 308.
Ionu ceļi gazē.

tvaikiem iet cauri šaurš X -staru kūlītis. Viņā redzamās zig-zag linijas ir staru radīto ionu (elektronu) pārvietošanās pēdas gazē.

§ 310. Ionu lādiņi. Katrs kādas gāzes ions, tāpat kā ions elektrolītā, nes sevī zināmu elektrisku lādiņu. Attiecībā uz vienas un tās pašas gāzes ioniem nevar būt iebildumu pret pielaidumu, ka visiem tiem ir viens un tas pats lādiņš e . Uz to norāda tas, ka viņu rašanos, resp. īpašības nosaka tikai molekula. Bet visas vienas gāzes molekulas savās īpašībās un, jādūmā, arī savā strukturā ir identiskas, kāpēc pieņemams, ka arī viņu sadalīšanās ionos visos gadījumos ir viena un ta pati.

Citādi stāv jautājums par dažādu gāzu ionu lādiņu lielumiem. Te *à priori* kaut cik pamatotu hipotēzi uzstādīt ir grūti, kāpēc te jāiet eksperimentāls ceļš.

Pirmais šādu eksperimentu ir sarīkojis J. J. Thomson's, ņemot palīgā pag. § aprakstīto C. T. R. Wilson'a kondensācijas metodi. Viņa ideja ir sekošā. Radot ionizētā tvaikā tādu pārsātinājumu, ka viņa kondensācija rodas tikai ap negatīviem ioniem, dabū miglu, kuņā katrā ūdens pilieniņā centrā ir viens ions. Visu šo ionu kopejo lādiņu $E = \Sigma e$ var atrast, pieliekot viņu kopumam tādu elektrisku lauku, ka viņi, nepaspējuši rekombinēties, aiziet līdz šī lauka kondensatora platem, un tad kondensatora dabūto lādiņu ar elektrometru izmērojo. Ja pilienu skaits N miglā ir zināms, katra iona lādiņu dabū kā $e = \frac{E}{N}$.

N atrod pieņemot, ka visiem pilieniem ir vienādi lielumi un vienas masas. Ja pēdejās ir m un ja visas dabūtās miglas masa ir M , tad $N = \frac{M}{m}$. Bet ja piliens ir sferisks (kas ļoti ticams, viņa mazumu vērā ņemot), ar radiusu a , viņa blīvums (gaisā) δ , tad $m = \frac{4}{3}\pi a^3 \delta$. Tā tad e galu galā var aprēķināt, ja zina katra piliena radiusu a .

Pirmā sējumā, § 107. bija dots Stokes'a likums, pēc kuņā sferisks ķermenis ar radiusu a krīt kādā apvidū ar viskozitātes koeficientu γ . Ja v ir krišanas ātrums, F — tas spēks, kas krišanu rada, tad

$$F = 6\pi\gamma va.$$

Miglas piliena gadījumā (miglai lēni nolaižoties) krišanu radošais spēks ir piliena svars mg . Tā liekot m vietā viņa augšējo izteiksmi, no uzrakstītās formulas, zinot v un γ , dabū a un caur viņu e — iona lādiņu. v dabū, novērojot miglas krišanu.

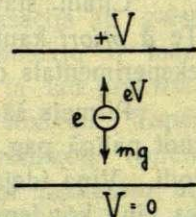
Ši metode tomēr ir maz precīza, jo bez daudziem patvaļīgiem pieņēmumiem viņā var būt arī daudzas diezgan grūti eliminējamas kļūdas. Tapēc arī viņas dotie rezultāti ir tikai tuveni. J. J. Thomson'a dabūtais skaitlis ir $e = 3,4 \cdot 10^{-10}$ E. S. V.

Daudz precīzāka ir A. Millikan'a modificētā metode. Viņa dibinās uz H. A. Wilson'a novērojuma, ka ir iespējams novērot katra atsevišķa iona lādiņu. Ja ions (piliens) ar lādiņu — e atrodas vertikālā elektriskā laukā starp kondensatora platem kā zīm. 309., un ja augšējās plates potenciāls ir $+V$, apakšējās 0, tad uz ionu darbojas divi spēki: viens, lejup vērtais smagums mg , otrs, augšup vērtais Ve . Ja V ir ar potenciometra palīdzību ņemts tāds, ka

$$mg = eV,$$

ions (piliens) atrodas mierā un vairs nekrīt, ko var novērot, fiksejot viņu mikroskopa redzes laukā. Dažreiz izdodas pilienu suspendētā stāvoklī noturēt līdz 30—40 sekundēm. Tas tad dod

$$e = \frac{mg}{V} = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{9}{8} \frac{v\gamma}{\delta g} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{g}{V}.$$



Zīm. 309. Millikan'a metode.

kur $g = 981 \frac{cm}{sec^2}$. Tādā ceļā Millikan's dabū

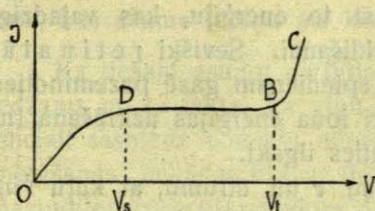
$$e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ E. S. V.}$$

Tas ir iona individuālais lādiņš. Tapēc šī metode ir jo sevišķi laba, lai atbildētu uz jautājumu par dažādu gazu ionu lādiņiem, jo kondensatorā var ņemt kaut kuŗu gazi, piemēram, O , H_2 , CO_2 u. t. t. Un tad izrādas, ka visos gadījumos dabūjam vienu un to pašu skaitli, kas rāda, ka arī dažādu gazu ioni nes līdz vienu un to pašu lādiņu e .

Bet no šiem eksperimentiem mēs mācamies vēl vairāk. Mēs redzam, ka visu gazu ionu lādiņš ir identisks ar vienvērtīgo elektrolītu ionu lādiņu. Nekur šajos eksperimentos negadas novērot kādu lādiņu mazāku par e ; gan gadas lielāki, bet tad tie ir vienmēr šī e daudzkārtņi: $2e$, $3e$... Tā tad arī te, gazēs notiekošās parādībās elektrībai ir atomiska struktūra, arī te visi viņas kvantumi salikti no atsevišķiem, neatkarīgiem kvantumiem — elektroniem. Kā redzam, ar to elektrons top jau par universālu lielumu (skat. § 322.).

§ 311. Triecienu ionizācija. Atgriezīsimies vēlreiz pie zīm. 305. attēlotās sakarības starp strāvas intensitāti un potenciālu diferenciāli. Kā redzējam, viņas raksturīgā pazīme bija tas stāvoklis, kuŗa grafika ir DB — sātstrāvas stāvoklis. Bet nepareizi būtu domāt,

ka šī grafika paliek paralela potenciālu asij arī pie visiem citiem nā-



Zīm. 310.
Triecienu ionizācija.

košiem potenciāliem. Novērojumi rāda, ka sākot ar noteiktu V_t , katrai gāzei savu (zīm. 310.), strāva līdz ar potenciālu sāk visai strauji augt. To rāda likne BC . Tas liecina, ka no šī brīža sākot gāzē rodas jauni ioni, jauni elektrības nesēji. Ionizators viņus nedod, jo šis efekts ir tikai no pieliktā potenciāla (V_t) atkarīgs. Kur viņi

rodas? Atbildi te dod Townsend'a uzstādītā triecienu ionizācijas teorija.

Katrs gāzes ions elektriskā laukā iegūst zinamu ātrumu ar lauka virzienā vērstu zinamu tā komponenti, kas nāk klāt tam ātrumam, ar kuŗu viņš ņem dalību pārejo molekulu chaotiskā temperatūras kustībā. Jo intensīvāks top lauks, jo lielāka kļūst šī komponente un līdz ar to šī virzienā vērsta iona kinētiskā enerģija. Kad lauks top ļoti stiprs, var gadīties, ka viņa virzienā skrejošais ions iegūst tik lielu enerģiju, ka sastapis neitrālu molekulu, viņš to sasit ionos; tas var notikt jo biežāki, jo lielāks ir iona ātrums elektriskā laukā. Tā lauka intensīvajai augot, gāzē iesākas jauna ionizācija, kuŗas cēlonis ir pašā gāzē jau esošo, tā tad ārejš agenta radīto ionu triecienu. Tapēc arī nosaukums triecienu ionizācija.

Zīm. 310. triecienu ionizācijas likne BC iesākas pie diezgan krasi noteikta potenciāla V_t . Ar Townsend'a hipotēzi tas top saprotams, jo molekulas ionizācijai, t. i. sagraušanai vajadzīgs noteikta lieluma darbs; ja grāveja enerģija ir mazāka par šo vajadzīgo darbu, ionizācija notikt nevar (skat. § 323.). Tapēc arī ions gāzē var sākt neitrālās molekulas ionizēt tikai tad, kad viņš ir ieguvis noteikta lieluma kinētisku enerģiju, ieskriedamies pietiekoši intensīvā lauka V_t . No tā arī saprotams, ka katrai gāzei šis nepieciešamais iona enerģijas minimums ir savs.

Vēl griežama vērība uz zara BC stāvumu. Arī tas labi saskan ar Townsend'a hipotēzi. Kā viegli saprast, ar triecienu neitrālu molekulu var ionizēt ne tikai agrāki jau gāzē bijušais ions, bet arī katrs no jauniem, triecienu ionizācijā radušajiem — ja vien lauks ir pietiekoši intensīvs. Bet arī šo ionu radītie ioni, iegūdami pietiekošu enerģiju, var savukārt radīt jaunus. Tā ionu skaits, lauka intensīvajai augot, strauji pieņemas, kapēc arī strāvas intensitāte arī pieaug.

Triecienu ionizacijā mēs iepazīstamies ar jaunu ionizācijas veidu, kas interesants ar to, ka viņā pats process ir labi pārskatāms. Zināmos gadījumos mēs pat varam aprēķināt to enerģiju, kas vajadzīga kādas gāzes neitralas molekulas saskaldīšanai. Sevišķi retinātās gazēs šim veidam ir liela loma, jo spiedienam gazē pazeminoties, ionu brīvie ceļi top lieli, kapēc arī iona enerģijas uzkrāšana (no vienas sadursmes līdz otrai) var turpināties ilgāki.

Nosauksim iona masu ar m , lādiņu e un ātrumu, ar kuŗu viņš skrien, ar v . Tad viņa kinētiskā enerģija ir $\frac{1}{2}mv^2$. Ja viņa brīvais ceļš gazē ir l , un ja lauka intensitate, mērota vienībās $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, ir X , tad pa brīvo kustības laiku ions ir ieguvis enerģiju Xel . Tapēc, lai šāds ions varetu ionizēt jabūt:

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

Par dažādu gāzu ionizāciju potenciāliem skat. § 323.

§ 312. Ionizācija ap asumiem. Elektriskā dzirkstele. Ar ionu teoriju un it īpaši viņas triecienu ionizācijas hipotezi visai ticamu izskaidrojumu dabū arī pazīstamās augsti elektrizeto asumu (smailumu) elektriskās īpašības, no kuŗām daļa jau aprakstīta § 198. Kā jau šīs nodaļas sākumā minēts, arī brīvā gaisā vienmēr atrodas neliels ionu skaits (dabiski ioni, § 324.). Ja kāds no tiem nonāk augsta potenciāla asuma tuvumā, kur elektrības blīvums un līdz ar to elektriskā lauka intensitate ir visai lieli, viņš iegūst tik lielu ātrumu un enerģiju, ka sastapdams kādu neitralu molekulu, var to ionizēt (triacienu ionizācija). Šīs molekulas dotie ioni, savukārt lielus ātrumus ieguvuši, ionizē atkal citas, un tā ar laiku asuma tuvumā rodas liels ionu skaits. Tie no viņiem, kuŗu lādiņi ir asuma lādiņam preteji, saistas ap viņu, daļu tā lādiņa neitralizējot. Tāpat lādetie, turpreti, traucas no asuma projam, izklīzdami pa apkārtni. Tā smailums pamazam savu lādiņu zaudē — izlādejas.

Kā viegli saprast, tāpat izskaidrojama arī kuŗa katra lādeta un izoleta ķermeņa pašizlādešanās, sevišķi asumu tuvumā. Kā redzam, *Coulomb's*, izskaidrodams savus eksperimentus (§ 303.) ar gaisa molekulu darbību, bija patiesībai diezgan tuvu — trūka tik viņam iona jēdziens.

Novērojumi rāda, ka negatīvi lādeti asumi (pie zemiem potenciāliem) agrāki izlādejas nekā pozitīvi lādetie. Arī tas ir ar ionu hipotezi izskaidrojams. Pozitīvie ioni, ar lielām masām apkrauti, kustas lēnāki, kapēc no pozitīvā asuma projam skriedami, mazāk paspēj ieskrieties un tapēc mazāk spēj radīt ionus viņa tuvumā. Negatīva smailuma

tuvumā skrien negatīvi ioni ar mazām masām, bet lieliem ātrumiem, iegūstot lielas enerģijas un līdz ar to spēju dot daudz jaunu (pozitīvu) ionu, kas asuma lādiņu aši kompensē.

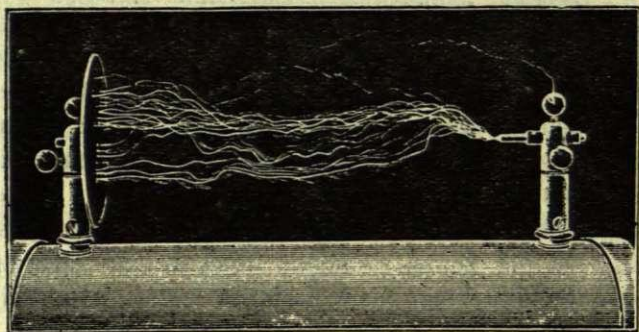
Ka tiešam asumu darbība ir ar triecienu ionizāciju izskaidrojama, redzams no tā fakta, ka viņu izlādešanās sākas tikai tad, kad to potenciāli sasniedz noteiktu minimālu vērtību. Pirms šī potenciāla sasniegšanas nekādas strāvas (ionu plūsmas) nav. Tāpat potenciālam pamazinoties strāva pie noteiktas viņa vērtības pēkšņi izbeidzas. Ari apkārtejas gāzes spiedienam te ir liela loma. Jo spiediens ir mazs, jo pie zemāka asuma potenciāla izlādešanās iesākas. Ta vienīgais izskaidrojums ir tas, ka pie zema spiediena ionu brīvie ceļi paliek lielāki, kam līdzī pieaug viņu enerģijas uzkrāšanas laiks un ionizācijas spējas.

Vienādi ar asumu lādešiem ioniem no viņa projam skrienot, tiem līdzī tiek rautas arī neitralās molekulas. Tā rodas parādība, ko sauc elektrisko vēju. Ari par viņu bija runa § 198.

Ari elektriskās dzirksteles izcelšanās ir saistāma ar gāzu triecienu ionizāciju. Ja starp diviem elektrodiem, piem., metāla lodēm ir pietiekoši augsta potenciālu diference V , viņu starpā gaisā (gāzē) vienmēr esošie dabiskie ioni, starp tām skriedami, savā ceļā rada jaunus ionus. Tā starp abiem elektrodiem var rasties liela ionu plūsma, kas to potenciālu diferenci izlīdzina. Šo plūsmu parasti pavada savads mirdzums ar troksni; tā ir elektriskā dzirkstele. Ja gāzes spiediens starp elektrodiem ir liels, mazs ir ionu brīvais ceļš, līdz ar to īss ir iona enerģijas uzkrāšanas laiks (no sadursmes līdz sadursmei) un tāpēc tad dzirksteles dabūšanai vajaga augstas potenciālu diferences. No otras puses, jo mazāki ir elektrodu radiusi, jo intensīvāks ir lauks ap viņiem (smailumi); tāpēc dzirkstele vieglāki dabūjama starp maziem kā lieliem elektrodiem. Tā dzirksteles rašanās ir noteikta ar trim faktoriem: vispirms ar elektrodu (vadu galu) atstātumu, tad diametru un beidzot apkārtejas gāzes spiedienu. Pirmo divu faktoru iespaids ir dots zīm. 29. grafikā. Spiediena iespaidu var izteikt ar Paschen'a atrasto likumu, ka dzirksteles potenciāls ir proporcionāls gāzes daudzumam starp elektrodiem, tā tad dzirksteles gaļumam un gāzes spiedienam.

Parasti, piem., lietojot induktoru, var atšķirt trīs dzirksteles veidus. Ja induktora sekundārās spoles drāts ir gaļa un tieva, t. i. ar lielu pretestību, dzirkstele ir arī gaļa un žuburaina, kā zīm. 311. Ja šo viņas attēlu salīdzina ar zīm. 308. doto C. T. R. Wilson'a fotografiju, var atrast lielu līdzību, kuļa norāda, ka arī dzirkstelē tās

žubūri nav nekas cits kā gāzes ionu ceļi. Dzirksteles pavedieni, pastāvīgi mainīdami savu virzienu, itkā meklē tos ceļus, pa kuriem sa-



Zim. 311.

Žuburaina dzirkstele.

stopama mazaka pretestība. Kā tas tiešam tā, to rāda fakts, ka dzirkesteli ir iespējams, tāpat kā gāzes liesmu, nopūst sāņīs.

Otrais parastais dzirksteles veids ir dabujams lieliem elektrības daudzumiem, piem., lielai, paraleli saslēgtu Leidenes trauku baterijai izlādejoties. Tad dzirkstele ir ar baltu gaismu, resna un viengabalaina. Līdz ar to viņas troksnis ir asaks un stipraks. Trešais viņas veids — kā krāsaini mirdzoša gāzes kolonna, novērojams, kad gāzes spiediens starp elektrodiem pamazinas. Par to būs runa vēlāk.

Dzirksteles ionu teorijas pareizību apliecina arī tā saucamā dzirksteles novēlošanās. Ja starp diviem elektrodiem potenciālu diferenci pakāpeniski paaugstina, dzirkstele nekad nerodas pie tā potenciāla, kuŗu dod zīm. 29. grafika, bet viņas ievadišanai vienmēr vajadzīgs augstāks potenciāls. Tā dzirkstele itkā nokavejas. Bet kad pirmā dzirkstele jau pārlekusi, potenciāla diferenci starp elektrodiem var atkal pazemināt līdz grafikas dotajam lielumam — dzirkstele mierīgi turpinās. Tas jāsaprot tā, ka no sākuma gāzē nav pietiekoši daudz ionu, kas varetu dzirkstelei ceļu sagatavot. Lai viņi trieciēna ionizācijas ceļā varetu lielākā skaitā rasties, potenciālam jābūt augstākam. Bet kad šie ceļi ir sagatavoti, elektrība var pāriet starp elektrodiem arī pie zemāka potenciāla.

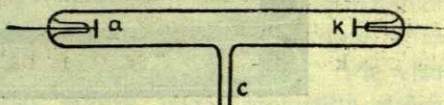
§ 313. Elektriskā strāva retinatās gāzēs. Parastos apstākļos katrā gāzē (sevišķi brīvā gaisā) esošo dabisko ionu skaits ir ļoti nie-

cigs. Ja viņus grībetum izlietot strāvas nešanai, tad pēdejās būtu tik niecīgas, ka viņu konstatēšanai būtu vajadzīgi ļoti jūtīgi instrumenti. Tam līdzas viņu brīvo ceļu gaļumi pie parastiem spiedieniem ir īsi, kapēc jaunus ionus triecienu ionizācijas ceļā viņi var dot tikai ļoti intensīvos elektriskos laukos, kā par to stāstīts pag. §. Aiz šiem iemesliem gāzes parastos apstākļos elektrību, praktiski ņemot, nevada.

Citādi tas ir retinatās gazēs, ja viņu spiediens ir mākslīgi pazemināts. Tad viņu dabisko ionu brīvie ceļi ir jau lielāki un jo lielāki, jo zemāks ir gāzes spiediens. Tapēc, ja šādās gazēs rodas elektriskais lauks, ioni, ilgu laiku viņā brīvi kustēdamies, paspēj uzkrāt tik lielas enerģijas, ka spēj jaunus ionus dot arī pie samērā zemiem potenciāliem. Tā retinatās gazēs arī ar nelieliem elektriskiem laukiem dabūjamas ievērojamas intensitātes strāvas.

Šīm strāvām, atkarībā no gāzes spiediena un pieliktās potenciālu diferences, iet līdzīti daž- dažādi optiski efekti, kuŗu studēšana ir devusi un dod daudz interesanta materiāla ionu teorijas un elektrības būtības pētīšanai vispāri. Tapēc dažus no tiem te īsumā atzīmēsim.












Šiem novērojumiem noder zīm. 312. attēlotais, 20 — 100 cm gaŗš stikla stobrs ap 3 — 5 cm diametrā, kuŗa galos iekausētas divas platina drātiņi, vaj, vēl labāki, pie platina drātiņiem pieminētas alumīnija vaj niķeļa ripas — elektrodi *a* un *k*. *c* ir caur-



Zīm. 312.

rule, kas ved uz kādu labu pumpi (piem., Gaede's rotejošo dzīvusdrabā pumpi, I. §101.). Kamēr stobrā ir vēl atmosfēras spiediens, starp *a* un *k* pieliktā, piem., kādas augsta spraiguma baterijas vaj elektriskās mašīnas potenciālu diference (2000 V) nekādu strāvu, resp., dzirksteli nedod, jo elektrodi ir par tālu viens no otra un lauka intensitāte (potenciāla kritums) starp viņiem ir mazs. Nu laižam pumpi darbā. Pirms spiediens stobrā nav nokritis līdz apm. 10 mm Hg - staba, nekādu pārmaiņu nav. Bet sākot no šī brīža ap elektrodiem nomanāmi gaiši mirdzumi (zīm. 313, a.). Spiedienam tālāk kritoties šie mirdzumi top gaŗaki. Tanī pašā laikā viņos rodas pārtraukums: ja *a* ir anods, *k* — katods, gaišais stabs pie *k* notrūkst. Starp viņu un katodu rodas tumša telpa, (zīm. 313, b.) kuŗu sauc otro jeb Faraday'a tumšo telpu. Tanī pašā laikā katoda ripa sāk pamazām pārklāties ar spilgtu — gaišu zili-violetu mirdzumu, kas viņu apņem kā gaišs maciņš. Tas ir katoda mirdzums.

$$J = 2mA.$$

	k —	a +	P(mm)	Volt
a			6,3	1700
b			4,2	1450
c			2,11	1000
d			0,63	630
e			0,40	570
f			0,34	550
g			0,19	550
h			0,15	620
i			0,10	800
j			0,05	3000
k			0,03	> 15000

Zīm. 313'.

Strāva retinātās gazēs.

Kad spiediens ir nokritis līdz apm. 4 mm., gaišais mirdzums stobrā sāk plesties platumā un pamazam kā bālgani-sarkani mirdzošs stabs (pozitīvais stabs) piepilda visu stobra anoda galu. Ari katoda mirdzums sāk palikt arvien biezāks un plesties plašumā. Jo zemāks kļūst spiediens, jo īsāks paliek pozitīvais stabs, plataks katoda mirdzums un, uz pozitīvā staba rēķina, gaŗaka kļūst tumšā katoda telpa (zīm. 313., c, d.).

Interesanta parādība iestājas pie spiediena ap 0,4 mm; pozitīvais stabs te sāk sadalīties slāņos: regulāros atstātumos viņā rodas tumšas joslas (zīm. 313., e). Tie ir tā sauktie strati. Tanī pašā laikā katoda mirdzums, visu laiku augot plašumā un kā negatīvais stabs piepildot stobra katoda galu, sāk no katoda atdalīties: starp viņiem rodas jauna tumša telpa, saukta par pirmo jeb Crookes' a tumšo

*) No Müller - Pouillet „Lehrbuch der Physik“.

telpu (zīm. 313., f, g.). Pie $P = 0,15 \text{ mm}$ pozitīvais stabs ir pali-
cis tikai paša anoda tuvumā (zīm. 313., h), negatīvais, turpreti, ieņem
pusi no visa stobra. Līdz ar to stikla stobra sienas ap viņu sāk
fluorescet zaļā gaismā. Beidzot pozitīvais stabs pazūd pavisam; ne-
gatīvais tad sniedzas jau līdz anodam, liekot stobra stiklam fluo-
rescet visā viņa gaļumā. (zīm. 313., i, j.). Šinī brīdī (pie spiediena
ap $p = 0,02 \text{ mm}$) pirmais katoda tumšums top liels, un no katoda
redzams taisnā virzienā ejošs zilganu staru kūlītis. Šie stari ir tie, kas
krizdami uz stikla sienām, liek tām fluorescet. Evakuācijai tālak tur-
pinoties, pazūd arī šie stari, līdz ar viņiem stikla fluorescence, un tad
iestājas brīdis, kad nekāda strāva stobram vairs cauri neiet. Tas no-
tiek pie apm. $0,001 \text{ mm}$. spiediena; ar to beidzas elektrības plūsma
retinatā gazē.

Interesanti pa šo eksperimentu laiku strāvas ķēdē turet kādu
strāvas mērotāju, piem., miliampermetru un tad sekot strāvas, resp.
pretestības maiņai stobrā pie dažādiem spiediena režīmiem. Labi vēl
ķēdē serijā ieslēgt reostatu tā, ka strāvu var turet konstantu un tad
sekot potenciālu diferences maiņai (potenciāla kritumam) stobra galos.
Zīm. 313. gadījumā strāva ir visu laiku tureta pie 2 mA ; katram spie-
dienam viņas uzturešanai vajadzīgā potenciālu diference ir dota volts.
Kā redzam, pie augsta spiediena pot. diference ir liela, tad spiedienam
kritot pamazinas (gazes pretestība stobrā pamazinas), pie apm. $P =$
 $= 0,2 \text{ mm}$ sasniedz minimumu un tad atkal pieņemas. Pie visai
lieliem retinājumiem ($P = 0,001 \text{ mm}$) stobra gases pretestība strāvai
ir tik liela, ka 2 mA strāvas uzturešanai tās galos būtu vajadzīga da-
žu simtu kilovoltu liela potenciālu diference.

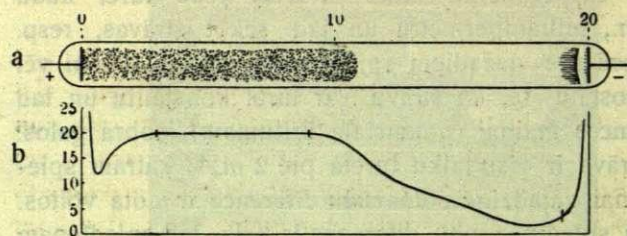
Še aprakstītās parādības, kas novērojamas retinatā gaisā, ir arī
visām citām gazem tipiskas, kaut gan sīkumos viņās var būt dažādība.
Tā, piem., pozitīvā staba krāsa dažādām gazem ir dažāda; tāpat da-
žads var būt stratu veids un dažos gadījumos pat pavisam izpalikt.

Vēl atzīmejama raksturīga atšķirība starp negatīvo un pozitīvo
stabu. Pirmais un aiz tā nākošais Faraday'a tumšums ir, tā sakot,
paša katoda īpašība. Viņa veids un lielums ir gluži neatkarīgs no
anoda attāluma (stobra gaļuma) un atrašanās vietas. Anodu var ierī-
kot arī stobra sienā, vaj pat kādas tā sānos piekausetas caurules
galā -- katoda stabs nemainas. Pozitīvais stabs, turpreti, stobra ga-
ļumam augot, pieņemas gaļumā. J. J. Thomson's, eksperimentējot
ar 15 metru gaļu stobru, novērojis, ka gandrīz viss viņa gaļums ir
piepildīts ar pozitīvo mirdzumu; negatīvais stabs, turpreti, bija tik
pat gaļš kā isā stobrā.

Izlādešanās parādību sarežģītais raksturs rāda, ka sarežģīts ir arī elektriskais stāvoklis gazē dažādās viņas vietās. Bet kādas telpas elektrisko stāvokli vislabāki raksturo viņas potenciāls. Tapēc arī izlādešanās procesos ir vajadzīgs zināt elektrisko potenciālu, resp. potenciāla kritumu pa izlādešanās ceļu.

Ir vairākas metodes, kā tas sasniedzams. Viena no tām ir tā saucamā zonda metode. Viņā gāzes stobra sienās, netālu vienu no otras iekausē platina tievas drāti — zondus, kuņi pieņem attiecīgo vietu potenciālus retinātā gazē. Savienojot zondus ar elektrometru, šos potenciālus var izmērot.

Zīm. 314, *b*, rāda tādā ceļā dabūto potenciāla krituma sadalījumu pa 20 *cm* garu stobru (*a*) ar slāpekļa pildījumu pie apm. 1 *mm* spiediena; lietotā strāva ir bijusi 2,46 *mA*. Kā redzams, potenciāla kritums ir konstants



Zīm. 314. *)
Potenciāla kritums gazē.

pozitivā stabā, diezgan liels pie anoda, bet ļoti ievērojams pie paša katoda. Katoda tuvumā tā tad elektriskā lauka intensitāte ir ļoti liela. Tas nozīmē, ka te (katoda tumšā telpā) ir ļoti maz ionu.

Tas stāv sakarā ar negatīvo ionu lielo kustēšanās ātrumu, kuņa dēļ viņi no katoda tuvuma ātri aiziet.

Zīm. 313. uzņēmumi dabūti ar konstantu potenciālu diferenci (60 - plašu indukcijas mašīnu). Kad lieto strāvas avotu ar maiņuspotenciālu diferenci, piem., induktoru, izlādešanās raksturs ir drusku citads.

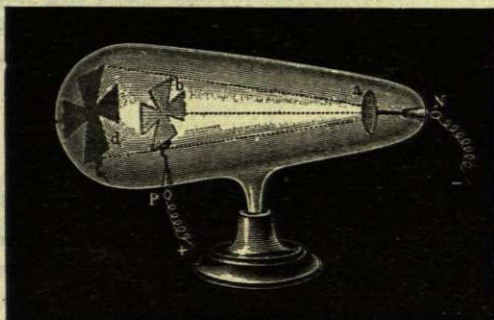
§ 314. Katodstari. Kad spiediens ir nokritis līdz milimetra desmitdaļam, gazē, kā rādīts pag. §, parādas no katoda ejoši zilgani „stari“, kuņi krizdami uz stiklu, rada ta fluorescenci. Ši pēdejā ir ņemtā stikla īpašība; natrija (vācu) stikls fluorescē zaļi-dzeltenā, svina (angļu) stikls zilā krāsā. Crookes' s, kuņš pirmais šos starus ir pētījis, nosauca viņus par katodstariem.

Stikls ir ne vienīgais materials, kas katodstaru iespaidā fluorescē. Ari daudzas citas vielas, sevišķi daži minerali, piem., villemits, viņu ceļā novietots, dod spilgtu, sev raksturīgu gaismu. Ļoti skaisti šī

*) No Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik.

fluorescence novērojama, ja no ģipsa iztaisa kādu figuru (tauriņu), kuras attiecīgas vietas apbārsta ar attiecīgā krasā fluorescejošu mineralu.

Katodstaru spēju likt stiklam (un citām vielām) fluorescēt var ņemt palīgā dažas viņu īpašības noskaidrojot. Ja trauks, kuņā viņi rodas, ir pietiekoši plats, piem., stikla bumbuļa veidā, un ja katodam ir, piem., ripas forma, tad uz katodam pretejās sienas redzams krasi norobežots apaļš fluorescences plankums, neatkarīgi no anoda atrašanās vietas. Tas rāda, ka



Zīm. 315.

Katodstaru ēna.

katodstari iet taisnā virzienā un vienmēr normali katoda virsmai. Vēl jo vairāk par to var pārliecināties, ja katodstaru ceļā novieto kādu priekšmetu, piem., drāti, ripu, krustu vaj tml. Tad uz stikla dabujam šo priekšmetu asu ģeometrisku ēnu (zīm. 315.), pie kam ir gluži vienalga, vaj ņemtais priekšmets ir no metala vaj kāda parastiem gaismas stariem caurspīdīga materiāla — stikla, vizlas vaj tml.



Zīm. 316.

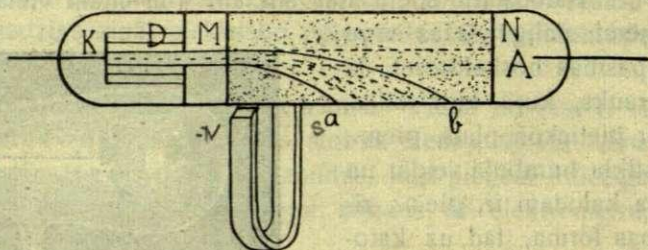
Katodstaru fokusešana.

kā sakarst līdz baltai kvēlei. Tas liecina, ka katodstaru enerģija ir ievērojami liela.

Raksturīgs ir magnetiskā lauka iespaids uz katodstariem. Ja viņiem no ārienes tuvina magnetu, viņi noliecas uz vienu vaj otru Gulbis, Fizika II.

pusi, skatoties pēc tuvinātā magneta stāvokļa, bet vienmēr normali magnetiskā lauka spēka līnijām. Tas labi novērojams zīm. 317. attēlotā eksperimentā. *K*

ir ripas veida katods, *D* — diafragma — šaura horizontāla sprauga, kas laiž cauri šauru (plānu) staru kūlīti. Paraleli pēdejam noliktā ar fluorescejoša minerāla

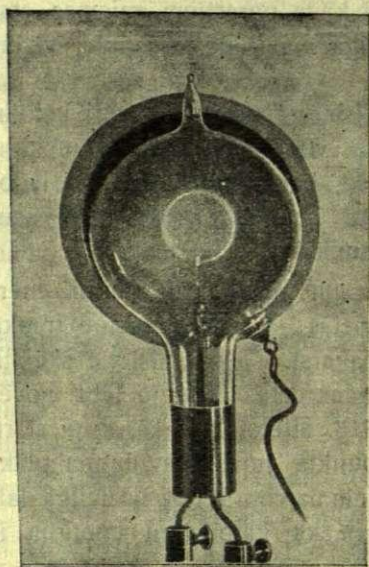


Zīm. 317.

Katodstari magnetiskā laukā.

pulveri apkaisīta plate *MN* tā, ka staru kūlis uz viņu atstāj šauru fluorescences švītru. Ja nu staru kūlim tuvina magnetu tā, kā tas rādīts zīmējumā, gaišā švītra noliecas uz leju (augšu), pie kam tās gals izplešas platumā (*ab*). Ja magnetu apgriež, švītra liecas augšup (leju). Tā rodas iespaids, itkā katodstari būtu lokani strāvas pavadieni, kas magnetiskā laukā noliecas; bet viņi noliecas preti tam virzienam, kādu prasa Fleminga kreisās rokas likums (§ 250.).

Katodstaru noliekšanās magnetiskā laukā skaisti novērojama, ja



Zīm. 318.

Wehnelt'a lampa.

lieto tā saukto Wehnelt'a katodu. § 318. būs rādīts, ka katodstari rodas arī vispilnīgākā vakuumā (kuļā zīm. 313. gadījumā nekādas strāvas un nekādu „staru“ nebūtu bijis), ja katods ir sakarsets. Tapēc Wehnelt's kā katodu lieto plānu platina plāksniņu, kuļa uzstiprināta divu, stikla trauka sienam cauri izlaistu (iekausetu) drāšu galos. Pa šīm drāšīm plāksniņai var pievadīt kādas baterijas (1-2 akumulatora) strāvu un tā viņu sakarset. Vēl lielaks ir katodstaru emisijas efekts, ja plāksniņu iepriekš pārklāj ar kādu *Ca*, *Ba* vaj tml. oksīdu. Ja plāksniņa ir ar negatīvu potenciālu, no viņas iziet intensīvs katodstaru kūlis. Zīm. 318. redzamā gadījumā šāda „katodstaru lampa ar Wehnelt'a katodu“ (anods

redzams lejā pa labi) nostādīta tieši resnas drāts spolei preti. Laižot pa pēdejo intensīvu strāvu, var lampu dabūt intensīvā magnetiskā laukā. Tad katodstaru kūlis noliecas un pie noteiktas strāvas (lauka) intensitātes saliecas pat apaļā gredzenā.

Ari elektriskā laukā katodstari maina savu virzienu. Ja viņu kūlitim pa ceļu noliek kondensatoru, kūlītis, tam cauri izgājis, noteikti noliecas uz **p o z i t i v i** lādētās plātes pusi: katodstari izturas kā **n e g a t i v u** ionu plūsma. Par to būs runa vēl nāk. §.

Zīm. 319. rāda tam nolūkam taisītu

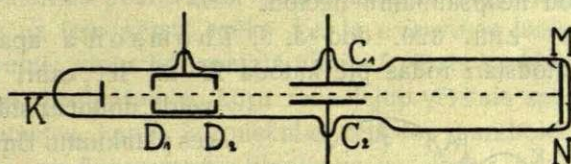
aparātu — tā saukto **Braun'a stobru**. **K** viņā ir katods (var taisīt arī **Wehnelt'a** katodu), **D₁D₂** diafragmas, kuņas laiž cauri ļoti šauru (tievu) katodstaru kūliti. **C₁C₂** ir kondensatora plātes, **MN** — fluorescejošs ekrans. Kad kūlis kondensatorā noliecas, viņa gals uz **MN** pārvietojas. Ekrans parasti sadalīts kvadrātmilimetros un centimetros kas dod iespēju kūļa gala noliekšanos mērit.

Kaut gan materieli ķermeņi katodstarus aiztur, tomēr plānas viņu kārtas laiž tos cauri diezgan labi. Ierīkojot katodstaru stobrā, preti katodam ļoti plānu alumīnija lodziņu, **Lenard'a** m izdevās viņus izdabūt no stobra brīvā atmosferā. Ari te viņi savu fluorescences spēju nezaudē, kaut gan viņu sniegšanās tālums brīvā atmosferā nav lielaks par 20—30 *mm*. Pie tam ir novērojams, ka gaiss viņu ceļā tiek stipri **i o n i z e t s**. Tā tad arī **k a t o d s t a r i** var noderēt kā ionizators.

Katodstari darbojas arī uz fotografisku plāti; arī citas ķīmiskas reakcijas viņi iespaido.

§ 315. Katodstari kā elektronu plūsma. Dibinādamies uz saviem novērojumiem, **Crookes's** katodstarus domāja kā negatīvas materiēlas daļiņas (korpuskulas), kuņas rodas katoda tuvumā un no turienes ar lielu ātrumu skrien taisnā virzienā. Savos slēdzienos viņš gāja pat vēl tālak un pieņēma, ka katodstaros viela parādas jaunā — savā ceturkā agregatstāvoklī. Citi novērotāji, turpreti, pamatojamies uz dažādām katodstaru līdzībam ar parasto gaismu, tureja viņus par viņņejadu radiāciju. Tomēr vēlākie pētījumi nodeva liecību **Crookes'a** ieskatam par labu.

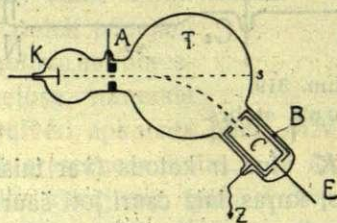
Ka katodstari nav radiācija, līdzīga gaismai, tā tad „stari“ vārda tiešā nozīmē, par to liecina viņu noliekšanās elektriskā un magnetiskā laukā, jo neviens gadījums nav vēl rādījis, ka to dara gaisma. Šī noliek-



Zīm. 319.
Braun'a stobrs.

šānās rāda, ka viņi ir ja ne materiela, tad tomēr substanciela plūsma. No otras puses, tas fakts, ka magnetiskā noliekšanās, bez izņēmuma un neatkarīgi no gāzes — padota Fleming'a kreisās rokas likumam pēc skaitliskās vērtības, bet preteja pēc zīmes, un tas, ka elektriskā laukā stari liecas uz pozitīvās plātes pusi, rāda, ka šī substance ir negatīvi elektrizeta. Bet arī citi tieši eksperimenti par to dod neapšaubamu liecību.

Zīm. 320. dod J. J. Thomson'a aparata schematisku attēlu. Katodstari rodas pie katoda K un iet cauri anodam A šaura kūliša



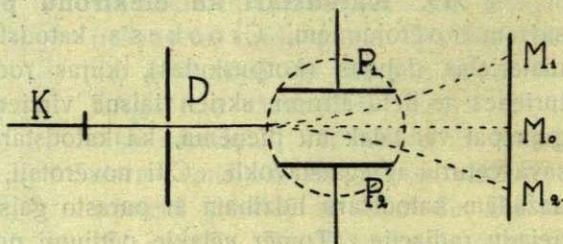
Zīm. 320.

Katodstaru negatīvais lādiņš.

veidā, dodot uz stikla pie s gaišu fluorescences plankumu. Bumbulim T piekausetā tubā atrodas tukšs metala cilindrs C ar caurumu. No cilindra iet vads uz elektrometru E . Lai bumbulī notiekošie elektriskie procesi elektrometru neiespaidotu, cilindrs C ieslēgts ar zemi savienotā otrā metala cilindrā B . Kamēr K -stari iet taisnā virzienā uz s , elektrometrs ir mierā. Bet tiklīdz aparatam tuvina magnetu tā, ka katodstari, noliekdamies no taisnā ceļa, ietop cilindrā C , elektrometrs tūlī sāk rādīt negatīvu lādiņu. Tā tad līdz ar stariem cilindrā C ieplūst negatīvā elektrība. No visām te pielaižamām iespējamībām visvienkāršākā ir ta, ka paši katodstari nav nekas cits kā negatīvās elektrības, resp. negatīvo ionu plūsma.

Ja katodstaros elektrības neseji ir negatīvie ioni — korpuskuļas, tad jameklē, kas viņu daba, kādi viņu lādiņi, masas un ātrumi, t. i. kādas ir tās galvenās pazīmes, kuņas raksturo kuņu katru ionu? Šo jautājumu noskaidrošanai ir veltīti daudzi darbi, no kujiem pirmā vietā minami J. J. Thomson'a eksperimenti; pie tam atzīmejams, ka varbūt reti kur fizikā

viena cilvēka darbiem ir tāda nozīme, kā te J. J. Thomson'a darbiem. Zīm. 321. dod viņa plaši pazīstamā „krustoto lauku“ eksperimenta schemu. Katodam K priekšā stāv šaura sprauga D , kuļa laiž cauri šauru staru kūlīti. Krizdami uz fluorescejošu ekranu M_1M_2 , šie stari dod uz viņa šauru gaišu plankumu M_0 . Aiz spraugas ir kondensators



Zīm. 321.

J. J. Thomson'a eksperiments.

šauru staru kūlīti. Krizdami uz fluorescejošu ekranu M_1M_2 , šie stari dod uz viņa šauru gaišu plankumu M_0 . Aiz spraugas ir kondensators

P_1P_2 , kuŗa platem var pielikt vēlamu potencialu diferenci V . Viss tas ieslēgts stikla traukā, no kuŗa tad gaiss ir līdz vajadzīgai pakāpei evakuets (Braun'a stobrs, skat. zīm. 319.). Kamēr kondensatorā nekāda lauka nav, katodstaru korpuskulas brīvi iet tam cauri taisnā virzienā, skriedamas ar ātrumu v_0 . Bet ja nu viņām ceļā ierosina kondensatorā lauku ar intensitāti X , pievienojot, piem., augšējo plati negatīvajam, apakšējo — baterijas pozitīvajam polam, uz katru korpuskulu sāk darboties no augšas uz leju vērsts spēks Xe , ja e ir viņas lādiņš. Tā viņām rodas divi ātrumi: viens horizontalā virzienā vērsts konstants ātrums v_0 , otrs, pastāvīgi pieaugošais v , kuŗu rada lejup vērsta spēks Xe . Abi šie ātrumi sumejas, kapēc korpuskulas ceļš top parabolisks (slīps sviediens, I, § 19.), un fluorescences plankums uz ekrana no M_0 novēršas uz M_2 . Zinot aparata ģeometriju, t. i. kondensatora gaŗumu l un ekrana atstātumu d no kondensatora, var lielumu $y_1 = M_0M_2$ izteikt caur l , d , X , $\frac{e}{m}$ un v_0 , ja m ir iona masa, $\frac{e}{m}$ — tā sauktais viņa specifiskais lādiņš. Izteiksme, kuŗā šie lielumi saistas, ir

$$y_1 = X \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v_0^2} \left(\frac{l^2}{2} + dl \right) = X \frac{e}{m} \frac{1}{v_0^2} C_1,$$

kur C_1 ir aparata konstante.

Lai aprēķinātu e , m un v_0 , ar šo vienādību vien nepietiek; vajadzīgas vēl divas citas, vaj vismaz viena, ja e un m vietās meklejam $\frac{e}{m}$. Šādu vienādību dabū, skaitliski izteicot pag. § aprakstīto katodstaru noliekšanos magnetiskā laukā. Pēdejo domasim vērstu perpendikulāri katodstariem, t. i. perpendikularu papīra plāksmai zīm. 321. Katra korpuskula, nesdama sevī lādiņu e un skriedama ar ātrumu v_0 , reprezentē konvektīvu strāvu $i = ev_0$ (§ 254.). Magnetiskā laukā, kuŗa intensitāte ir H , uz viņu darbojas spēks ev_0H , kapēc viņas ceļš noliecas spēka līnijām perpendikulāri, t. i. zīmejuma plāksmā. Domasim (regulesim) H tādu, ka lai šī noliekšanās iet uz augšu — līdz kuŗa gals sastop ekranu punktā M_1 . Tad te

$$M_0M_1 = y_2 = H \frac{e}{m} \frac{1}{v_0} \left(\frac{l^2}{2} + dl \right) = H \frac{e}{m} \frac{1}{v_0} C_1,$$

kur C_1 ir agrākā aparata konstante.

Ar šīm divām vienādībām var atrast mekletos lielumus v_0 un $\frac{e}{m}$.

Laižot katodstaru kūliti cauri abiem — elektriskajam un magnetiskajam

laukam uz reizi un regulejot pēdejā intensitāti tā, lai $y_1 = y_2$, t. i. lai kūļa gals paliktu savā agrākajā vietā M_0 , dabujam

$$v_0 = \frac{X}{H}.$$

Pēc tam vienu no laukiem, piem., H , izslēdz. Tad kūliša gals uz ekrana pārvietojas, dodams y_1 . Viņu izmērojot un zinot v_0 , dabujam $\frac{e}{m}$.

Īsumā minesim vēl otro, arī J. J. Thomson'a doto metodi. Viņā $\frac{e}{m}$ un v_0 aprēķina no katodstaru ionu nestās kinētiskās enerģijas un viņu ceļu noliekšanās magnetiskā laukā. Ja m ir ionu masa un N tas viņu skaits, kas vienā laika vienībā iet cauri ceļa šķērsgriezumam, tad šīnī laikā pēdejam cauri iziet kinētiskā enerģija

$$K = \frac{1}{2} Nmv^2.$$

Uzķerot šos N ionus kādā noslēgtā traukā, piem., metala (Faraday'a) cilindrā, kur viņiem pa ceļam novietots termoelements, var K kā cilindram (termoelementam) atdoto siltumu izmērot. Ja vēl cilindru pievieno elektrometram, var atrast to lādiņu kopsumu Q , kuŗu šie N ioni cilindrā ienes:

$$Q = Ne.$$

No šīm vienadibam N izslēdzot, dabū

$$\frac{m}{e} v^2 = 2 \frac{K}{Q}.$$

Kombinejot šo vienadību ar augšā magnetiskā noliekšanās uzrakstīto, dabū v_0 un $\frac{e}{m}$. Sek. tabeļē ierakstīti dažī J. J. Thomson'a skaitļi.

Gaze	$v_0 \frac{cm}{sec}$	$\frac{e}{m} E. M. V.$
Gaiss	2,8.10 ⁹	0,91.10 ⁷
H_2	2,5.10 ⁹	0,67.10 ⁷
CO_2	2,2.10 ⁹	0,67.10 ⁷

Pirmā tabeles slejā stāv to gazu nosaukumi, kuŗās katodstari radušies, otrā — ātrums un trešā $\frac{e}{m} E. M.$ vienībās. Attiecībā uz ātrumu minams,

ka viņš ir stipri atkarīgs no katodstaru kūlim pieliktās potenciālu diferences. Kā redzam, pie parasti lietotiem potenciāliem šie ātrumi ir milzīgi. It īpaši viņi uzkrītoši, ja tos salīdzina ar parasto ionu difūzijas ātrumiem (§ 308.) un ātrumiem elektriskā laukā. Bet vēl jo brīnīgāks ir trešā slejā redzamais fakts, ka praktiski ņemot $\frac{e}{m}$ ir neatkarīgs no ņemtās gāzes. Vaj pēc attiecīgās retinašanas traukā ir palikušas gāis, vaj vieglās ūdeņraža, vaj arī ļoti smagās CO_2 - molekulas — katodstaru korpuskulas specifiskais lādiņš ir gandrīz viens un tas pats. Vēlako laiku vēl jo precizākie eksperimenti par to vēl jo vairāk pārliecina. Ja ņem šo eksperimentu visiem gadījumiem dabūto videjo skaitli

$$\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^7 \text{ E. M. V.}$$

un salīdzina viņu ar elektrolitiskā ūdeņraža iona specifisko lādiņu $\frac{e}{m_H} = 0,965 \cdot 10^4$, tad atrodam attiecību 1830 : 1; tā tad katodstaru korpuskulas specifiskais lādiņš ir 1830 reizes lielāks par ūdeņraža iona specifisko lādiņu.

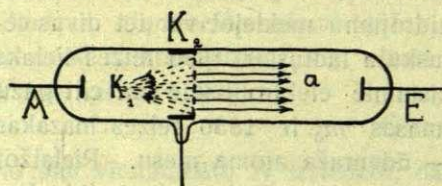
Šo eksperimentālo faktu izskaidrojumu meklejot var iet divus ceļus, pieņemot, ka 1) katoda korpuskulu lādiņš ir 1830 reizes lielāks par tiem lādiņiem, kurus nes pazīstamie elektrolitiskie un citi gāzu ioni, vaj arī ka 2) šo korpuskulu masas m_0 ir 1830 reizes mazākas par vizmazāko mums pazīstamo — ūdeņraža atoma masu. Pielaižot pirmo varbūtību, mēs pilnīgi sagrāujam to principu, kurā līdz šim esam likuši elektrisko parādību izskaidrojuma pamatos — elektrības atoma pastāvējumu. Tad katodstaru korpuskulas ir pavisam kas jauns, pilnīgi izcilus stāvošs visu citu elektrisko parādību starpā. Bet, ka to redzesim arī vēlāk, taisni šis princips apvieno vislielāko parādību skaitu fizikā. Tā tad jāpieņem otrā iespējamība. Bet vaj tas tad nerūnā preti visam tam, ko mēs par atomu masām zinām? Ar to tak mēs dažādo vielu atomu masu visai gludā rindā radām ārkārtīgi platu plaisu, taisot lecienu no $m_H = 1$ uz nākošo, $m_0 = \frac{1}{1830} m_H$. Bet nekur neviens cits eksperiments kaut cik tieši ne par ko tāmlīdzīgu neliecina. Vaj ar to mēs fizikas ēkā nelaužam vēl vairāk, kā pieņemot pirmo no augšā izteiktām iespējamībām?

No pirmā skata tas tā gan var izlikties. Bet te jāņem vērā augšā jau minētais fakts, ka katodstaros $\frac{e}{m_0}$ ir pilnīgi neatkarīgs no

ta, kādā ceļā viņa korpuskula ir radusies. Tā tad tiešam šai korpuskulai nav nekādu sakaru ar parasto molekulu (atomu) masam. Viņas masa ir pavisam kas jauns. Šo atziņu jo sevišķi apstiprina tālākie novērojumi, kas rāda, ka katodstaru korpuskulai nekādas masas vārda tiešā nozīmē pavisam nav: m_0 ir materiēlai masai dažās savās īpašībās līdzīga, bet pēc būtības viņa ir korpuskulas ātruma funkcija (§327.). Aiz ša iemesla mēs katodstaru īpašību izskaidrojumā izšķīramies par labu otrai no atzīmetām iespējamībām.

Līdz ar to mēs katodstaru korpuskulās ieraugam jaunas universālas būtnes, kam visos gadījumos ir vienas un tās pašas īpašības. Tās ir elektriskas un negatīvi lādētas, ar konstantu, ne no ka neatkarīgu lādiņu $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ E. S. V. Šis lādiņš ir visraksturīgākā viņu pazīme, jo to masas, sevišķi salīdzinot ar parasto atomu un ionu masam, ir zūdoši mazas. Bet šādi pat lādiņi ir tie, kuņus nes sevī parastie vienvērtīgie ioni, tie ir negatīvās elektrības vismazākie iespējamie kvantumi — elektroni. Tā tad ar nākošo soli mēs katodstaros ieraugam tīras negatīvās elektrības — elektronu plūsmu.

§ 316. Kanalstari. Anodstari. Katoda izputešana. Katodstari ir ne vienīgie korpuskularie, vaj — kā dažreiz saka — masu „stari“, kas rodas elektrībai retiņatai gāzei cauri ejot. 1886. g. Goldstein's novēroja, ka ja katods ir caurumains (ar kanāliem), no viņa iet stari virzienā, kas pretejs katodstaru virzienam, t. i. ne uz anodu *A*, bet no *K* uz *E* (zīm. 322.). Ari viņu ceļš



Zīm. 322.
Kanalstari.

ir taisnas līnijas; krīzdami uz stikla, viņi izsauc ta fluorescenci, kaut gan daudz mazākā mērā kā katodstari. Goldstein's šos starus nosaucis par kanalstariem.

Vēlākie pētījumi rādīja, ka kanalstari nes sev līdz pozitīvu lādiņu. Ja katodam preti ierīko ar elektrometru savienotu metala cilindru ar caurumu, vaj pat vienkārši plati *E* (zīm. 322.), stariem caurulē parādotes elektrometrs lādejas pozitīvi. Ari elektriskā un magnetiskā laukā viņi nolīecas, kaut gan stipri mazāk kā katodstari, un vienmēr tā, itkā viņi reprezentetu pozitīvu strāvu. Tapēc var domāt, ka kanalstari ir pozitīvu ionu plūsma.

Uz to norāda arī viņu krāsa. Kanalstaru ceļš vienmēr iezīmets ar mirdzumu, kuņš raksturīgs traukā palikušai gāzei. Tā, piem., gaisā viņš ir bāli-sarkans, ūdeņradī zili-peleks u. t. t. Tā tad kanalstaru īpašības ir ar gazu dabu saistītas.

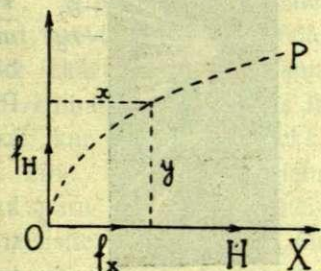
Domajot kanalstarus kā pozitīvu ionu plūsmu, ar pag. § aprakstīto metodi var meklēt viņu lādiņus (specifiskos) un ātrumus. W. Wien's ir rādījis, ka viņu ātrumi ir daudz mazāki par katoda korpuskulu (elektronu) ātrumiem — tikai ap $3-4 \cdot 10^7 \frac{cm}{sec}$. Tāpat daudz mazāki ir to specifiskie lādiņi un pie tam katrā gāzē savi. Tā, piem., skābeklī $\frac{e}{m} = 602 = 6,02 \cdot 10^2$, ūdeņradī $\frac{e}{m} = 10040 = 1,004 \cdot 10^4$. Pēdējais skaitlis ir ļoti tuvs ūdeņražā elektrolītiskā iona specifiskajam lādiņam; tas dod zināmu tiesību apgalvot, ka H - kanalstara ions ir pozitīvais H -ions ar lādiņu $e = 4,77 \cdot 10^{-10} E. S. V.$ Ja uz tā pamata pieņemam, ka arī O -iona lādiņš kanalstaros ir e , tad redzam, ka viņa masa m stāv pret H -iona masu m_H kā 10040 pret 602:

$$\frac{m}{m_H} = \frac{10040}{602} = 16,6.$$

Skaitlis 16,6 ir ļoti tuvs skābekļa atoma svaram 16; tas rāda, ka O -kanalstaros viņu neseji ir skābekļa pozitīvie ioni. Līdzīgā kārtā varām izpētīt arī pārējo gāzu kanalstarus.

Pamatīgāki kanalstarus elektriskā un magnetiskā laukā pētīt ir atrasts, ka viņos ir sastopami ne tikai viena tipa ioni — ne tikai vienreiz pozitīvi lādetie ar lādiņu e , bet arī divi-, trīs un pat vairāk reizes lādeti $2e, 3e \dots$. Ir tur arī negatīvi ioni ar vienu un vairākiem elementarlādiņiem, un pat neītrālas molekulas (atomi). Šis pēdējais fakts ir jo sevišķi interesants, jo viņš liecina, ka daži no kanalstaru ioniem ceļā savus lādiņus ir zaudējuši. Viss tas norāda uz viņu stipri komplikēto dabu.

Kanalstaru analīzes metode, sakarā ar pēdējā laika F. Aston'a darbiem (§ 330.), ieguvusi lielu nozīmi, kāpēc tagad apskatīsim viņu sīkāk. Dibinās viņa uz novērojuma, ka kanalstari, līdzīgi katodstariem, darbojas uz fotografisko plati. Ja plati novieto šaura staru kūlīša ceļā, uz viņas rodas (pēc attīstīšanas, pozitīvā) tumšs plankums. Te plati trāpa visi kūlī esošie ioni, neatkarīgi no viņu individuāliem ātrumiem un specifiskiem lādiņiem. Bet nu ^{ku}līm pa ceļam novietosim elektrisku lauku ar intensitāti X un magnetisku ar intensitāti H tā, lai viņu virzieni būtu paraleli, bet stariem perpendikulāri, kā, piem., zīm. 323., kur staru ceļš ir domāts papīra plāksmai normali. Tad X lieks staru ceļus pa labi, H — augšup. Viņu kom-



Zīm. 323.

Kanalstaru „spektrs“.

binetā iespaidā f_X un f_H kāds ions ar ātrumu v un specifisko lādiņu $\frac{e}{m}$ kustesies tā, ka katrā brīdī būs vietā vienadības

$$x = C_1 \frac{e}{m} \frac{X}{v^2}$$

$$y = C_2 \frac{e}{m} \frac{H}{v},$$

kur x, y ir domātā iona ceļa gala koordinātes uz fotografiskās plātes, C_1 un C_2 — noteiktas aparāta konstantes. Izslēdzot no šīm abām vienādībām vienreiz $\frac{e}{m}$, otrreiz v , dabūjam jaunas

$$y = \alpha vx$$

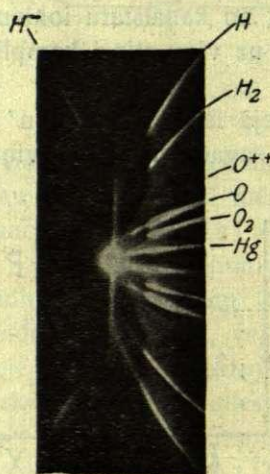
$$y^2 = \beta \frac{e}{m} x,$$

kurās α un β ir jaunas konstantes.

Griezīsim vērību uz otro no viņām. Ta ir parabolas izteiksme ar parametru $\frac{1}{2} \beta \frac{e}{m}$. Tas rāda, ka ja kanalstaru kūlī ir ioni ar dažādiem $\frac{e}{m}$, tad viena plankuma vietā mēs uz fotografiskās plātes elektriskā un magnetiskā laukā dabūsim veselu parabolu saiņi. Katra

no šīm parabolām būs jo pilnīgāka, t. i. bagātāka ar punktiem, jo lielāka būs viņas ionu ātrumu dažādība. Tā mēs komplicēto kanalstaru kūlī itkā sadalam, mēs dabūjam viņa „masu spektru“. Zinot α un β , resp. C_1 un C_2 , var, attiecīgo fotografiju izmērojot, dabūt visus $\frac{e}{m}$ un v . Zīm. 324. ir dota eksperimentā dabūtā šāda kanalstaru fotografija („spektrs“). Pirmā no augšas ir H - atoma, otrā H_2 - molekulas parabola.

Interesanti ir J. Stark'a novērojumi ar kanalstariem. Ja viņu mirdzumu aplūko spektrometrā, piem., normali viņu virzienam, tad tanī redzamas traūkā palikušās gāzes raksturīgās līnijas. Ja mirdzumu skatā stariem preti vērstā virzienā, spektralās līnijas izskatas izplestas uz īso viņu pusi



Zīm. 324*).

*) No Aston'a „Isotopes,“ London, 1923.

un dažas pat pavisam turpu pārvietotas. Bet pašu staru virzienā skatoties (kad stari iet no novērotāja), līnijas paplašinas, resp. pārvietojas uz gašo viļņu pusi.

Šis fakts ir vedams sakarā ar I, § 175. aprakstīto Doppler'a efektu. Kā tur rādīts, ja viļņu avots tuvojas novērotājam, viļņi pēdejam izliekas itkā īsaki; ja avots attālinas, viļņi top garāki, jo vairak viļņu vienā laika vienībā novērotājs uzņem pirmā un mazak viļņu otrā gadījumā. Šis kanalstaros novērotais efekts rāda, ka viņu plūsmā bieži notiek atsevišķu ionu pārlādešanās.

Kaut gan kanalstaros ir arī negatīvie ioni un neitralas molekulas (atomi), tomēr pārsvarā tur ir pozitīvie ioni. Tapēc kanalstarus var uzskatīt kā pozitīvus starus; tad katodstari ir negatīvi. Bet kanalstari ir ne vienīgie pozitīvie stari; blakus viņiem retinātās gazēs ir sastopami arī citi, no kuņiem pirmā vietā mināmi tā saucamie anodstari.

Anodstaru nosaukums cēlies no viņu rašanās vietas — anoda. Ja anods ir no viegli sublīmejoša metala, piem., *Na*, *K*, *Cs*, *Li*, vaj — vēl labāki — no šo metālu haloidiem, tad retinātā telpā no viņa novērojams gaišs, taisnā virzienā ejošs un ņemtā metāla spektrālā krāsā mirdzošs staru kūlis. Tas ir anodstaru kūlis. Intensīvā magnetiskā un elektriskā laukā viņš nolīecas un tā, itkā ta būtu pozitīvās elektrības plūsma. Tas norāda, ka anodstaros plūst anoda metāla pozitīvie ioni. Magnetiskā un elektriskā lauka analīze to arī apstiprina. Tā piem., *Na*-staros dabūtais specifiskais lādiņš $\frac{e}{m} = 450$, kas dod $\frac{m}{m_H} = 21$, t. i. skaitli, ļoti tuvu *Na* atomsvara skaitlim 23.

Ar pozitīvo staru, resp. pozitīvo ionu kustību retinātās gazēs vedama sakarā interesanta parādība, ar kuņu bieži jasastopas vakuumentehnikā — tā sauktā katoda izputešana. Ja puslīdz evakuetam traukam ar metāla elektrodiem bieži laiž cauri strāvu, viņa elektrodi, sevišķi katods, pamazām izput, dodot uz trauka iekšējām sienām plānu metāla (spoguļa) kārtu. Visticamākais šīs parādības izskaidrojums ir tas, ka pozitīvie ioni, nonākuši katoda tuvumā, kur elektriskais lauks, resp. potenciāla kritums ir visai liels (skat. zīm. 314.), iegūst lielu ātrumu un kinētisku enerģiju un tad, ar lielu sparū pret katodu atsitoties, pamazām viņu sadrupina. No katoda atsistie gabali — vaj nu kā atomi, vaj lielākas to grupas — būdami negatīvi lādeti, traucas no viņa projam un nogulstas uz trauka sienām kā metāla putekļu kārtā.

Izputejošā metāla daudzums ir atkarīgs no viņa dabas, traukā palikušās gāzes un tās spiediena. Holborn's un Austin's atrod,

ka viena miliampera (uz cm^2) vienā minūtē dots, šis daudzums miligramos ir

$$y = c \frac{A}{n} (V - 495),$$

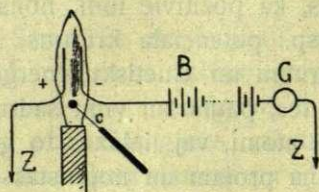
ja A ir katoda metala atomsvars, n — viņa ķīmiskā valence un V — potencialu diference volts. c ir proporcionalitātes faktors $0,54 \cdot 10^{-6}$ metāliem Pt, Ag, Cu, Ni un $0,62 \cdot 10^{-6}$ metāliem Bi, Pd, Sb, Rh . Metāli Fe, Al, Mg gaisā izput ļoti maz; tapēc elektrodus vakuumtraukos parasti taisa no aluminiņa. Mitrās gazēs izputešana ir intensīvāka kā sausās. Viņa pieaug (tuveni) proporcionali strāvas intensitātes kvadrātam.

Noguldāmie uz trauka iekšējām sienām, izputejošais metāls rada tur labi vadošu slāni, kapēc strāva sāk iet pa viņu. Tad šāds trauks, piem., X -staru lampa, kļūst nederīgs. Bet arī lietderīgi katoda izputešanu var izlietot. Viņā daudzus priekšmetus var pārklāt ar plānu metālu kārtu, piem., spoguļus sudrabot, kvarca diegus platinēt (elektrometriem) u. tml.

Katoda izputešana liecina, ka pozitīvie ioni (kanalstari), atsisdāmie pret katodu, nes sev līdz lielu enerģiju. No tā tad var kaut cik izprast arī katodstaru rašanos. Kā redzesim § 319., katrā metālā, resp. metāla atomā ir elektroni, bet iznākt no turienes viņi nevar, jo metāla virsma viņiem ir necaurejama. Bet ja metāla virsmu trāpa enerģiskie pozitīvie ioni, viņi to sagrauj; elektroni no metāla tad var izkļūt un dod katodstarus. Tā katodstaru radītāji patiesībā ir pozitīvie ioni. Ar to tad arī izskaidrojams, ka pie lieliem retinājumiem katodstari nav dabujami, jo tad traukā nav vairs pozitīvo ionu, kas elektronus no katoda atbrīvotu.

§ 317. Liesmu ioni. Jau vairākkārt bija minēts, ka liesmu gāzes ir labas elektrības vadītājas. Ja ar bunsena liesmu pieskaņas aizlādētām elektroskopam, tas gandrīz pēkšņi izlādejas. Šo liesmu īpašību plaši izlieto laboratorijas praksē, kad kāds izolators jāatsvabina no virsmas lādiņiem: pietiek viņu aši izvilkēt cauri bunsena liesmai, lai visas viņa elektrizācijas pazīmes pazustu.

Zīm. 325. rāda schemu, kuņā šī liesmu īpašība tuvāki pētāma. Liesmā novietotas divas platina drātiņi, no kuņām viena savienota ar zemi Z tieši, otra cauri baterijai B un galvanometram G . Tad galvanometrs rāda strāvu, kuņa top jo intensīvāka, jo lielāka kļūst baterijas B potencialu diference. Bet arī te Ohm'a likuma vietā ir sātstrā-



Zīm. 325.

v a s likums. Tas liecina, ka arī liesmu vadīspēja ir nedaudzu ionu kustības sekas.

Liesmās ir kā pozitīvie, tā negatīvie ioni. Tas redzams no tā, ka viņu gāzes, aizsūktas sānis, savu vadīspēju zaudē tā, kā to prasa rekombināciju likums (§ 306.). Arī tieši tas novērojams: ja sveces liesmu novieto starp kondensatora plātni, viņa izplešas, dodot vienu zaru uz kondensatora vienas plātes, otru zaru uz otras plātes pusi. Tāpat divus zarus viņa dod, kad novietota starp elektromagnēta poliem. No tā var spriest, ka viņā ir abu sugu ioni.

Liesmu vadīspēja daudzkārt pieaug, ja viņās ielaiž metāla tvaikus. Savišķi efektīvi ir alkāļu metālu *Li, Na, K, Cs, Rb* tvaiki. Viņus dabū, ja platīna drāts *c* galā (zīm. 325.) tur liesmā šo metālu hlora vai citu haloidu sāļus. Tad vadīspēja pieaug proporcionāli metāla atomsvaram; tā, piem., no *Cs* daudz vairāk kā no *Li*. Acīmredzot, metālu tvaiki liesmā ionizējas, no kam rodas dažāda lieluma ioni. Ļoti raksturīgs ir fakts, ka sevišķi aktīvi ir katoda tuvumā ielaistie tvaiki. Ja liesma ir plāta, tā ka abas drātnis viņā var būt tālu viena no otras, tad var atrast, ka taisni pie katoda radītie tvaiki ir tie, kas izsauc vadīspējas pieaugumu. Tas liecina, ka arī liesmā vislielākais potenciāla kritums atrodas pie katoda, kas savukārt norāda, ka negatīvie ioni arī liesmā kustas ar lielāku ātrumu kā pozitīvie. Tieši H. A. Wilson'a šo ionu ātrumu mērījumi to arī apstiprina.

Liesmu ionizācijas iemeslu varetu meklēt viņu augstā temperatūrā, resp. molekulu kustībā, tā tad triecienu ionizācijā. Bet tas būtu nepareizi, jo kā būs rādīts § 323., atoma ionizācijai vajadzīgā enerģija ir daudz lielāka par to, ko var dot gāzes molekula pat pie liesmas temperatūras līdz 3000° C. Ticamāki ir tas, ka te ionizācijas cēlonis ir tie ķīmiskie procesi, ko liesmā norisinās. Kā tas tā var būt, uz to norāda tas, ka ļoti daudzi oksidācijas procesi, piem., fosfora oksidēšanās, apkārtejo gaisu padara vadīspējīgu. Ir arī zināms, ka daudzās reakcijās brīvas topošas gāzes, piem., ūdeņradis, ir ionizētas.

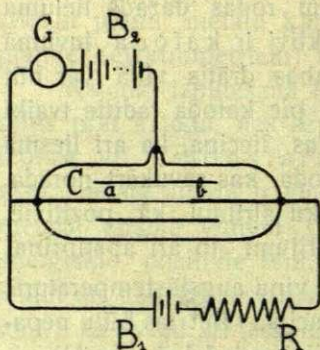
§ 318. Termioni. Richardson'a efekts. Arī sakarsetu ķermeņu tuvumā elektrizēti ķermeņi izlādejas. Tā, piem., ja elektroskopa tuvumā tur sarkani nokaitēti metāla gabali, elektroskops drīzā laikā izlādejas. Šī parādība ērti pētāma, ja metāla plātes tuvumā, kas savienota ar jūtīgu elektroskopu, novieto platīna drātni, ko var karstēt, laižot pa viņu elektrisku strāvu. Tad drātnis temperatūru var pēc patikas mainīt un tā dažādos plātes izlādešanās posmos pētīt atsevišķi.

Izlādešanās parasti iesākas ar drātnis sarkano kvēli. Bet vispirms izlādejas negatīvi lādēta plāte. Jo karstāka top drātnis, jo intensīvāka kļūst

izlādešanās. Kad drāts sāk palikt dzeltēni-balts, negatīvā plates izlādešanās top vājāka — pieņemas pozitīvā. Pie baltas kvēles pozitīvi lādeta plate izlādejas daudz ātrāki kā negatīvi lādeta.

Šie novērojumi rāda, ka gaiss (gāze) ap sakarseto drāti ir kļuvis ionizēts. Bet šī ionizācija atšķiras no iepriekš aplūkotām: te gāzē dažbrīd pārsvarā ir pozitīvie ioni (pie zemām drāts temperatūram), dažbrīd — pie augstām temperatūram — negatīvie. Tas liecina, ka te viņi gāzē nevis rodas, bet ienāk. Un tā kā viņu avots var būt tikai sakarsetā drāts, tad tas savukārt rāda, ka sakarseti metāli vienmēr dod no sevis ārā ionus — pie zemām temperatūram pozitīvos, pie augstām — negatīvos. Šos ionus sauc termionus.

Ari termionu pētīšanai noder zīm. 303. skicētā metode. Zīm. 326. ir dota jauna viņas schema. Stikla stobrā iekauseta tieva platina



Zīm. 326.
Termioni.

drāts ab , kuŗu ar baterijas (2-6 volti) B_1 palīdzību var pēc patikas karset. Šo drāti apņēm platina skārda cilindrs C ; B_2 ir augsta spraiguma baterija, kuŗas otrs pols cauri galvanometram pievienots karsejamai drātij. Tad starp šo drāti un cilindru C ir potenciālu diference, vērsta vaj nu no drāts uz cilindru, vaj otrādi, atkarībā no tā, pie kuŗa pola C pieslēgts. Ja stobrā ir gaiss pie atmosfēras spiediena, tad no sākuma strāva galvanometra ķēdē iet vienā noteiktā virzienā. Viņas neseji ir drāts dotie pozitīvie ioni (pozitīvā strāva). Drāts temperatūrai pieņemoties pozitīvā strāva samazinas, tad

sasniedz 0 un maina virzienu, topot negatīva. Tas nozīmē, ka līdzīgai temperatūrai pieņemas negatīvo ionu emisija. Kad abu ionu emisijas top vienādas, strāva ir 0; pēc tam strāvas neseji ir galvenā kārtā negatīvie ioni (negatīvā strāva).

Tā tad parastos apstākļos termionu emisija ir visai komplicēts process. Ta iemesls ir tās gāzes (gaisa) iespaids, kuŗa karsejamo ķermeni apņēm. Kā jau vairākkārt ir ticis atzīmēts, metalā okludētās gāzes maina daudzās, sevišķi viņa virsmas īpašības. Tapēc emisijas process kļūst daudz vienkāršāks, ja karsejamais metāls ir vakuumā.

Tas sasniedzams, ja zīm. 326. attēloto stobru pievieno labam (difūzijas) vakuumpumpim un tad gaisu no viņa līdz pēdējai iespējamībai izpūnē. Lai vakuums būtu jo pilnīgs, stobru pa pūmpēšanas laiku ieteicams karset, tāpat viņā iekausētos metālus un pašu drāti ab .

Tad stikla sienās un metālos okludētās gāzēs aiziet un vakuums stobrā turas ilgu laiku.

Ja tā sagatavotu stobru pieslēdz baterijai B_2 , tad galvanometrs rāda strāvu tikai tad, kad drāts ab potenciāls ir zemāks par cilindra C potenciālu. Pie sarkanās drāts kvēles viņa ir niecīga, pie baltās kvēles stipra, bet vienmēr vienā un tanī pašā virzienā vērsta — no C uz ab . Tas rāda, ka nu drāts ab emitē tikai negatīvos ionus; pozitīvie ir bijuši okludēto gāzu doti. Šis fakts vēl interesants ar to, ka no viņa redzams, ka termioni tiešām nāk no sakarsetā metāla un nevis rodas apkārtejā gāzē.

Negatīvo termionu dabu pirmais pētījis J. J. Thomson's ar savu krustoto lauku metodi. Viņa rezultāti ir ļoti interesanti. Izrādas, ka neatkarīgi no metāla un viņa temperatūras, visiem šiem ioniem ir viens un tas pats specifiskais lādiņš $\frac{e}{m}$ un vienāds ar brīva elektrona specifisko lādiņu. Tas nozīmē, ka viņi paši ir brīvi elektroni. Lai atzīmetu viņu sakaru ar sakarsetiem ķermeņiem, viņus sauc par termoelektroniem.

Emitēto termoelektronu skaits, kaut gan, varbūt, visai liels, tomēr ir aprobežots. Tapēc potenciālu diferencei starp C un ab (zīm. 326.) pieaugot, elektroniskā strāva gan pieņemas, bet tad sasniedz piesātinājumu. Šo sātstrāvu tad arī parasti ņem kā elektronu strāvas mēru.

Vislielākie nopelni termionu, resp. termoelektronu pētīšanā ir angļu fiziķim O. W. Richardson'am; tapēc arī termioniskās parādības dažreiz sauc par Richardson'a efektu. No viņa plašiem pētījumiem, kuņi kopā ar citiem, savākti atsevišķā monografijā*), te pirmā kārtā atzīmesim termoelektronu strāvas intensitātes atkarību no temperatūras. Tam ir liela principiāla un arī tehniski-praktiska nozīme. Ja metāla temperatūra, no absolūtās nulles rēķināta, ir T , tad strāvas blīvums no negatīvās drāts uz pozitīvo cilindru ir dots ar (amp/cm^2)

$$i = AT^2 e^{-\frac{B}{T}},$$

kur A un B ir ņemtajam metālam raksturīgas konstantes, e — natūralo logaritmu bāze. Šī izteiksme rāda, ka temperatūrai augot, i no sākuma aug lēni, bet tad, kā to izteic faktors $e^{-\frac{B}{T}}$, arvien straujāki. Piemērs to vēl labāki noskaidros: pie $T = 217^{\circ}$ nātrijs dod sātstrā-

*) O. W. Richardson, The Emission of Electricity from Hot Bodies, 2nd ed., 1921., London. Longman's Co.

vas blīvumu $i = 1,8 \cdot 10^{-9} \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2}$, pie temperatūras $T = 427^\circ$ $i = 1,4 \cdot 10^{-2}$. Tā tad temperatūrai tikai drusku vairāk par 200° paceļoties, sātstrāva pieaug 10^7 reizes. Vēl jo plašākās robežās var mainīt termoelektronu strāvas intensitāti pie metaliem ar augstu kušanas temperatūru. Piem., strāva no volframa drāts, temperatūrai no 1000° uz 2000° paceļoties, pieaug 10^{12} reizes.

Koeficienti A un B visiem metaliem ir ļoti lieli. To rāda sek. tabele:

Metals	A	B
Volframs .	$24,8 \cdot 10^6$	$5,25 \cdot 10^4$
Platins . .	$3,2 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^4$
Ogle . . .	$2,4 \cdot 10^6$	$4,87 \cdot 10^4$
Dzelzs . . .	$2,4 \cdot 10^8$	$3,7 \cdot 10^4$
Niķelis. . .	$4,8 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^4$
Natrijs. . .	$1,6 \cdot 10^{12}$	$3,1 \cdot 10^4$

Viņā A un B izteikti tā, ka Richardson'a formulā i dod amperus uz cm^2 .

Elektronus emitē ne tikai sakarseti metali, bet arī citas vielas. Praktiski vissvarīgākie ir dažādu oksīdu, piem., kalcija, barija u. c. zemes alkaļu oksīdu emisijas gadījumi. Viņu emisijas spējas ir pat lielākas kā tīriem metaliem: tapēc arī Wehnelt'a katodu (§ 314.) parasti pārklāj ar oksīdu kārtu. Tā, piem., kalcija oksīdam $A = 7 \cdot 10^7$, $B = 4,03 \cdot 10^4$; barītam $A = 1,2 \cdot 10^7$, $B = 4,5 \cdot 10^4$.

Šie skaitļi rāda, ka sakarsetu ķermenu emitētais elektronu skaits ir visai liels. Ogle pie diezgan mērenas temperatūras 1500°C dod sātstrāvu ap $1,6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2} = 4,8 \cdot 10^6 \frac{\text{E. S. V.}}{\text{sec}}$. Dalot to ar elektrona lādiņu $e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ E. S. V.}$, dabūjam no viena cm^2 vienā sekundē emitēto elektronu skaitu

$$N = \frac{4,8 \cdot 10^6}{4,77 \cdot 10^{-10}} = \text{ap } 10^{16}.$$

§ 319. Metalu elektronu teorija. Lai termionu parādības varētu izskaidrot, jāpieņem, ka sakarsetos metālos ir brīvi elektroni. Par viņu rašanos metalā tad var domāt divejādi. Var pieņemt, ka metalā atomi pie augstas temperatūras disociē, izsviežot no sevis elektronus un paši paliekot pozitīvi lādēti. Bet var arī domāt, ka elektroni brīvā stāvoklī metalā ir vienmēr — arī pie parastām temperatūram,

un ka augsta temperatūra viņiem tikai piepalīdz kļūt no metala ārā. Kā viena, tā otra no šīm hipotezēm ir fizikāla, bet vienkāršāki pazīstamos faktus izskaidro otrā; tapēc arī viņa ir vairāk pazīstama.

Elektronus metala iekšienē mēs domājam noteiktā koncentrācijā n un pilnīgi brīvus, tā ka viņi tur var pilnīgi brīvi pārvietoties no vienas vietas otrā. Nonākot metala atomiem ļoti tuvu, elektroni ar viņiem sadūžas. Bet pēdējie ir nemitīgā temperatūras vibrācijā. Tapēc arī elektroni metalā mierā nevar palikt, bet sāk kustēties. Ta sekas ir tas, ka viņi izklist pa visu metala tilpumu, kā plāna „elektronu gāze“ piepildot atomu starpas.

Tādā stāvoklī katram elektronam ir sava kinētiskā enerģija $w = \frac{1}{2}mv^2$; viņu nosaka metala temperatūra. Kamēr pēdējā ir zema, šī enerģija ir maza; tapēc elektrons no metala ārā tapt nevar, jo aizejot no viņa, viņš aiz sevis atstātu pozitīvu lādiņu, kas viņu rautu atpakaļ. Tā metala virsma ir itkā šķērslis, kas elektronu notur metalā un kuļa pārvarešanai viņam jāpatērē zināms darbs w_0 . Bet kad temperatūrai augot, elektrona enerģija w kļūst lielāka par w_0 , viņš, ja tā ātrums ir vērsti normali pret metala virsmu, var no viņa aiziet. Ar šo brīdi tad sākas termoelektronu emisija.

Pieņemot šādu hipotēzi, termionu emisiju var uzskatīt kā „elektronu gāzes“ iztvaikošanu no metala un tad tai pielietot termodinamiskās metodes. Tad tam elektronu skaitam, kas pie noteiktas temperatūras vienā laika vienībā nāk no metala virsmas vienības, dabū izteiksmi, kuļa identiska ar Richardson'a empirisko formulu $i = AT^2 e^{-\frac{B}{T}}$. B viņā ir lielums, kas proporcionāls pretestības darbam w_0 . No tā tad var spriest, ka uzņemtai metalu elektronu teorijai ir ticams pamats.

Jo vairāk elektronu no metala nāk ārā, jo vairāk viņi aiznes sev līdz negatīvus lādiņus — jo pozitīvāks paliek pats metāls. Tapēc pie noteiktas temperatūras funkcijai w_0 jātop arvien lielāka. Tad arī jāiestājas brīdim, kad tikai nedaudz (praktiski bezgala maz) elektronu vienā laika vienībā varēs no metala aiziet. Tā metalā elektronu krājumā būs itkā izsīkuši un termoelektronu strāvai būs jāizbeidzas.

Bet nu novērojumi rāda pretejo. No karsejamās drāts ab zīm. 326. var dabūt neaprobežoti ilgi termoelektronu strāvu. Tas norāda, ka te elektroni drātij nekait kurienes pieplūst klāt. No kurienes un kā viņi nāk? Ar to mēs nonākam pie vispārējā jautājuma par elektronu pārvietošanos un iztūrešanos metalā.

Metāla elektriskās īpašības mums vismazāk izprotamas. Elektrības nesejus elektrolītos mēs zinām — tie ir pozitīvie un negatīvie Gulbis, Fizika II.

ioni — lādetas molekulu frakcijas. Tāpat pazīstam viņus gazēs. Te elektrības plūsmai vienmēr iet blakus vielas plūsma. Metalos tas ir citādi; viņos atomi pārvietoties nevar, tapēc jataisa hipoteze, ka elektrības neseji viņos ir elektroni. Tad elektriskā strāva metalā nav nekas cits kā elektronu plūsma.

Viņas mehānismu var tā iedomāties. Neitrālā metalā „elektronu gaze“ piepilda visu viņa tilpumu vienmēri. Gan elektroni šaudas uz visām pusēm, bet visā visumā viņu kopums paliek uz vietas. Bet ja metāla galos rodas potenciālu diference, „elektronu gaze“ sāk viņai preteji virzienā pārvietoties. Tā metalā rodas elektrības plūsma — strāva.

Savā ceļā elektroni sastop neītrālus atomus, ar kuļiem viņi sadurās. Tas traucē viņu kustību, kapēc viņi pieliktajam *el. dz.* spēkam pilnīgi sekot nevar — viņu plūsma pavājinās. Ar to ir isteikts tas, ka metalam ir „elektriska pretestība.“

Bet katras vielas atomi ir nemitīgā temperatūras kustībā — gazē brīvā, cietos ķermeņos oscilācijas kustībā. Jo augstaka ir temperatūra, jo intensīvākas ir atomu oscilācijas, tapēc pie augstām temperatūram atomi, intensīvi vibredami, vairak kavē elektronu plūsmu kā pie zemām temperatūram. Tas nozīmē, ka metāla pretestība pieaug līdz ar temperatūru.

Katrā kolizijā ar atomu elektrons zaudē daļu no savas enerģijas. Šo daļu sevī uzņemdams, atoms sāk vibret straujāki. No tam visa metāla temperatūra pieņemas — vadā attīstās džoula siltums.

Elektroni, būdami ar negatīvu lādiņu, elektriskā laukā iet no zemākā potenciāla uz augstāko. Tapēc elektriskā plūsma metalā iet preti potenciāla kritumam. Tā domājot, § 213. bija teikts, ka pieņemtais strāvas virziena apzīmejums metalā kā pozitīvās elektrības virziens ir neizdevīgs un nepareizs. Tas savukārt ir tās nepareizās konvencijas sekas, ar kuļu stikla elektrība apzīmēta par pozitīvu, sveķu elektrība par negatīvu (§ 186.). Pareizāki būtu bijis darīt otrādi. Tad elektrons būtu pozitīvs, viņa patiesā plūsma sakristu ar potenciāla kritumu, un ar to viņas analogija ar šķidruma tecešanu būtu iztūreta.

Ar to top skaidrs arī jēdziens par elektriskās strāvas enerģiju. Šis jēdziens ļoti bieži tiek nepareizi lietots: bieži vien elektrību sauc par „enerģijas veidu“. Elektronu teorija še ir loģiskāka: elektrību viņa uzskata kā īpatneju substānci, kuļa var būt kā mierā, tā kustībā. Kad viņa kustas („tek“), tās atomi — elektroni — nes sev līdz noteiktu daudzumu kinētiskas enerģijas

$$w = \frac{1}{2} mv^2,$$

kuŗu kopsuma ir visas strāvas enerģija. Te ir tas pats, kas hidrodinamikā: ne ūdens upē ir enerģijas veids, bet upes enerģija ir tekošā ūdens kinētiskā enerģija.

Ari dziļais paralelisms starp siltuma un elektrības vaditispējam metalā šinī „elektronu teorijā” dabū savu izskaidrojumu. Elektroni ņem dalību kā siltuma, tā arī elektrības vadišanā. Jo viņi kustigaki elektrību pārnesot, jo kustigaki viņi ir arī siltuma plūsmā. No ta tad arī nāk Wiedemann-Franz'a likums (§ 219.). Tāpat arī Hall'a parādība (§ 254.) metalu elektronu teorijā dabū savu izskaidrojumu.

Elektriskā indukcija metalā no šīs teorijas viedokļa raugoties ir domājama šādi. Kad metāls nonāk elektriskā laukā, viņa elektroni, cenšamies sekot lauka spēka līnijām, sakrājas metāla vienā galā; otrā no tam rodas liels viņu iztrūkums — te paliek pozitīvi lādetie metāla atomi. Tāpat tas notiek arī elektromagnetiskās indukcijas gadījumā. Te elektronus pārvieto maiņus-magnetiskais lauks procesā, kas līdzīgs Hall'a procesam.

Par elektronu lomu vielas magnetiskās īpašībās jau minēts § 259.

No elektronu teorijas prasa arī metalu un vispāri vielas elektrizācijas procesa izskaidrojumu. Mēs aizietu par tālu, ja gribētu viņas doto šī procesa bildi šē attēlot. Minesim tikai vēl Volta efekta rašanās izskaidrojumu. Normalos apstākļos katram metalam ir sava elektronu koncentrācija, piem., metalam A koncentrācija n_1 un metalam B koncentrācija n_2 . Kā vienā, tā otrā „elektronu gaze” ir līdzsvarā. Pieņemsim, ka $n_1 > n_2$. Kad abus metālus saliek kopā, elektronu koncentrāciju diferences cauri viņu saskaršanās virsmai izlīdzinās — elektroni no metāla A pāriet metalā B . Ja tagad A un B atkal izšķīr, A ir elektronus pazaudejis, tā tad kļuvis pozitīvs, B , turpreti, elektronus iegūvis, tā tad kļuvis negatīvs. Starp viņiem ir radusies potenciālu diference, kas proporcionāla viņu elektronu koncentrāciju diferencei.

Tā Volta kontakta potenciālam starp metāliem ir tas pats cēlonis, kas potenciālu diferencei starp metalu un elektrolītu (§ 302.). Ļoti bieži tiek izteikta doma, ka starp tīriem metāliem nekādas kontakta potenciālu diferences nav, bet ka viņa te rodas elektrolītiskā, t. i. ķīmiskā ceļā. Metālus domā pārklātus ar plānu ūdens tvaiku kārtu, kuŗa darbojas kā elektrolīts. Bet tāds ieskats nevar būt pareizs, jo tad nav izskaidrojamas termoelektriskās parādības metālos. Šīs pēdējās rāda, ka temperatūras diferencēm metalā rodoties, viņā rodas arī elektronu koncentrāciju diferences, no kuŗām savukārt rodas potenciālu diferences.

Kad viela daļu no saviem elektroniem atdod, viņa kļūst pozitīvi lādeta. Kad viņā nāk sveši elektroni, viņa top negatīva. Tā elektrizēšanos var saprast kā elektronu koncentrācijas maiņu vielā.

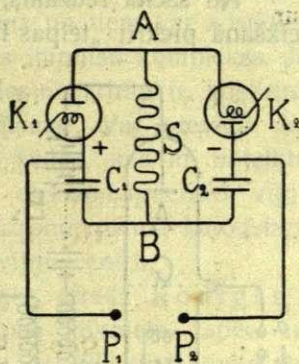
Sakarsets ķermenis, atdodams savus brīvos elektronus, pats kļūst pozitīvi lādets. Zīm. 326. attēlotā schemā tas gan nav novērojams. Tas tapēc, ka te karsetās drāts *ab* elektronu zudumu ikbrīžus papildina baterija B_1 , kuŗā viņi tur notiekošos ķīmiskos procesos rodas no jauna. Bet ja metalu karsē ne ar strāvu, bet, piem., novietojot plānu viņa plāksniņu intensīvā siltuma staru kūlī, viņš elektrizejas pozitīvi. Tā tad tiešam termionisko procesu var pielīdzināt iztvaikošanai: elektroni no sakarsetās drāts aiziet, bet pa vadiem kā degļiem viņi no baterijas sūcas klāt. Tā baterijas (rezervuara) elektriskais „šķidrums” pamazam izsīkst.

§ 320. Termoelektronu pielietojumi. Kenotrons. Audions. Termoelektronisko parādību pētišana padarījusi bagatākas daudzas mūsu teoretiskās zināšanas. Te mēs elektrību sastopam viņas tīrā veidā, te iespējams izsekot viņas saistībai ar vielas atomiem, kā arī pilnīgi no vielas izolet kā patstāvīgi eksistējošu substanci, no pastāvīga lieluma atomiem-elektroniem saliktu. Ar to viņas izpratnē sperts liels solis uz priekšu. Bet arī praktiskā dzīvē viņa devusi daudz. Pielietojot termoelektronu strāvas daudzās tehnikas nozarēs, ir radušās jaunas iespējamības. Te minesim aizpagājušā nodalījumā aprakstīto bezdrāts signalizācijas straujo attīstību, kuŗas sekmes sakrīt ar sekmīgo termionu parādību izpētišanu.

§ 229. bija aprakstīta tā loma, kāda piekrīt karstam katodam elektriskā lokā. Tagad to varam saprast pilnīgāki. Lai lokš varetu „degt”, gaisam starp viņa ogļu galiem jābūt elektrību vadošam, t. i. ionizētam. Ionizatora loma te piekrīt tiem termoelektroniem, kuŗi nāk no ogļu galiem. Bet no pozitīvās ogleš viņi nākt nevar, jo tā viņus aiztur. Viņi var nākt tikai no katoda. Un tapēc nav no svāra, vaj anods ir auksts, vaj karsts, bet gan vajadzīgs, lai katods būtu sakarsets. Kad viņš atdziest, termoelektronu plūsma no viņa apstājas. Gaiss vairs ionizēts netiek un strāva loka ķēdē pārtrūkst.

Svarīgs tehnisks ieguvums ir tā saucamais elektronu strāvas taisnotājs, jeb kenotrons. Jau § 286. par tādu bij runa: tāds ir Fleming'a detektors (zīm. 268.). Viņā galvanometra *G* ķēdē var iet tikai viena virziena strāva un, proti, tad, kad sakarsetā drāts *K* ir ar zemāku potenciālu (negatīva) kā plate *A*. Tapēc, ja starp *a* un *b* ir pielikta maiņus - potenciālu diference, galvanometram cauri iet tikai tie strāvas impulsi, kuŗiem *K* ir negatīvs. Tāds rīks strāvu taisno, viņš darbojas kā strāvas ventīls.

Vēl pilnīgāki un ekonomiskāki tas sasniezams zīm. 327. attēlotā Villard'a dotā schemā. Te divi kenotroni K_1 un K_2 kombinēti ar diviem kondensatoriem C_1 un C_2 . S ir transformatora sekundārā spole. Kad pie A ir negatīvs, pie B pozitīvs potenciāls, elektronu plūsma no A iet cauri K_2 , aizlādejojot kondensatoru C_2 . Ar savu negatīvo potenciālu pēdejs aizlādē arī spaiļi P_2 . Nākošā transformatora pusperiodā A ir pozitīvs; elektroni iet no K_1 uz A , kāpēc aizlādejas kondensators C_1 , dodams spaiļei P_1 pozitīvu potenciālu. Kad A atkal ir negatīvs, C_2 spaiļei P_2 atkal dod negatīvu lādiņu, tad C_1 spaiļei P_1 atkal pozitīvu u. t. t. Tā visu laiku starp C_1 un C_2 , resp. P_1 P_2 ir konstanta (viena virziena) potenciālu diference, kuŗu var izlietot viena virziena strāvas radišanai. Ar tādu ietaisi dabūjamas ļoti konstantas strāvas.



Zīm. 327.
Villard'a kenotrons.

Ari loka lampai ir kenotrons īpašības, kaut gan ļoti nepilnīgas. Viņas novērojamas sevišķi tad, ja viens loka elektrods ir ar kādu oksīda kārtu pārklāts.

§ 318. bij aprēķināts tas elektronu skaits, kas pie mērenām temperatūram nāk no sakarseta metala. Viņš nav visai liels, tapēc pat ar nelieliem potenciāliem te visos gadījumos ir dabūjama sātstrāva. Bet izrādas, ka tas tā ir tikai pie samērā zemām temperatūram. Kad drāts temperatūra kļūst augsta, elektronu emisijā, resp. sātstrāvā rodas anomalijas: temperatūrai tālak ceļoties, sātstrāva vairs nepieaug. Tas nozīmē, ka te elektronu emisija apstājas, topot neatkarīga no temperatūras. Tā Richardson'a likumam te itkā vairs nav vietas.

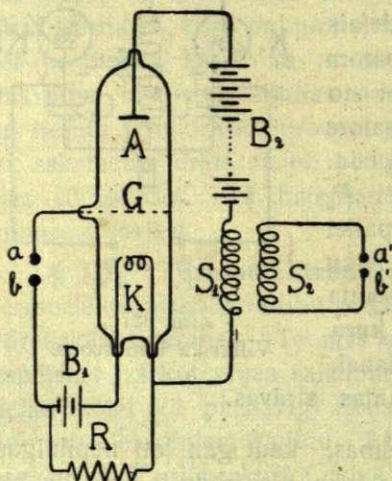
Ta izskaidrojums meklējams faktā, ka pie ļoti augstām temperatūram, kad elektronu emisija ir ļoti liela, telpā ap sakarseto drāti viņu uzkrājas tik daudz, ka pat visai intensīvi lauki (lielas potenciālu diferences starp ab un C zīm. 326.) nespēj viņus aizvākt projam, jeb, pareizāki, uzkrādamies lielā daudzumā, viņi ap sevi rada tik intensīvu lauku („telpas lādiņi“), ka tas ārejo lauku gandrīz kompensē. Var pat gadīties, ka āreajā lauka gradients no tam maina savu virzienu.

Tuvāki šo „telpas lādiņu“ pētot ir atrasts, ka sakars starp strāvas intensitāti i un lauka potenciālu V šajos gadījumos ir

$$i = \alpha V^{\frac{3}{2}},$$

kur α ir proporcionalitātes faktors. Ši izteiksme pazīstama kā „ $\frac{3}{2}$ - pakāpes likums“.

No sacītā redzams, kāda liela loma elektronu strāvas režīma noteikšanā piekrīt „telpas lādiņam“ ap emitejošo metalu. Tapēc viss tas, kas šo lādiņu kaut kā maina, lielā mērā iespaido elektronu strāvu. Šis fakts likts tā sauktā pastiprinātāja, jeb audiona konstrukcijas pamatā. Viņa shema dota zīm. 328. Par viņu jau stāstīts § 290. Ja pie ab pieslēdz kādu maiņus-potencialu, „sieta“ G potentials tam līdzī mainīdamies maina arī elektronu „telpas lādiņu“ ap K , no kam ļoti plašās robežās mainas „anoda strāva“, no K uz A un cauri spoļei S_1 iedama. Spoļē S_2 ta inducē tāda pat perioda strāvu, kapēc pie $a'b'$ atkārtojas visas ab potenciāla variācijas, tikai ar pastiprinātām amplitudēm.



Zīm. 328.
Audions.

§ 321. X - stari. Priekšpēdejā nodalījumā bija runa par elektro-

magnetiskiem viņņiem. Viņu avots ir elektrisks vibrators, kuļā periodiski mainas elektriskā strāva. Ja vibrators ir vaļejs (§ 280.), katrs maiņstrāvas cikls viņā beidzas ar elektromagnetiska impulsa emisiju. Tāpat no kuļā katra īsa strāvas grūdiēna izceļas elektromagnetisks impulss. Bet nu strāvas neseji vadā ir elektroni, strāvas intensitati noteic viņu ātrums un daudzums; tapēc var sacīt, ka elektromagnetisks lauks rodas tur, kur elektronu plūsma maina savu ātrumu, vaj nu pieaugdama, vaj pamazinādamās. Bet tas tad attiecinams arī uz viēnu pašu elektronu, jo kustēdamies viņš reprezentē konvekciējas strāvu (§ 254.). Tā tad sagaidāms, ka no tās viētas, kur elektrona ātrums mainas, piem., viņam pret kādu cietu ķermēni atsitoties, apakārtejā telpā ies elektromagnetisks impulss: nobremzēts elektrons būs elektromagnetiskas radiaciējas centrs.

To var domāt arī tā. Viēnmēriēgi kustēdamies elektrons nes sev līdz savu enerēģiju kā sava magnetiskā lauka enerēģiju. Kād viņš nobremzēts apstājas, viņa lauks no viņa noraujas un aiziet apkārtejā telpā kā elektromagnetisks impulss.

Katram elektromagnetiskam impulsam ir savs periods kā tas laiks, kuļā viņa enerēģija mainas no elektriskās uz magnetisko un otrādi

(salīdz. zīm. 241.). Jo āsāki elektrons nobremzejas — jo īsāks ir enerģijas maiņas laiks, jo īsāks, resp. šaurāks ir viņa elektromagnetiskais impulss.

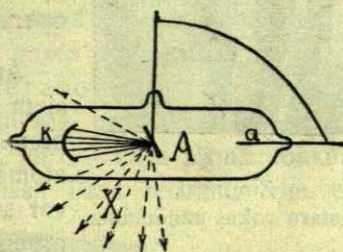
Ja nobremzēti tiks vairāki elektroni, tad katrs no viņiem dos savu impulsu. Atkarībā no nobremzešanas ātruma, kas vispārīgā gadījumā katram elektronam var būt savs, jo viens no tiem var apstāties straujāki kā otrs, — no viņu kopuma ies veids impulsu komplekss. Ja elektronu pieplūdums un bremzešana turpināsies nepārtraukti, apkārtne ies nepārtraukta dažāda gaļuma impulsu plūsma. Var pierādīt, ka šāda plūsma sakārtojas noteikta gaļuma viļņu ķēdēs, kas ar noteiktu ātrumu c (vakuumā) iet uz visām pusēm kā elektromagnetiski viļņi (Fourier princips). Tā sagaidāms, ka elektronu, piem., katodstaru apturešanas vieta kļūs par elektromagnetisku viļņu centru.

Šādi viļņi ir arī novēroti. Pirmais viņus atrada Röntgen's 1895. gadā. Tas bija dažādu „staru“ atrašanas laikmets, tapēc arī Röntgen's viņus nosaucis par „X-stariem“. Ar „X“ viņš viņus apzīmējis tapēc, ka ne viņu daba, ne teorija tanī laikā nebija pazīstama. Tagad viņus bieži (Vacijā) sauc arī par Röntgen'a stariem.

Visērtāki X-stari dabujami zīm. 329. schematiski attēlotā aparatā. k ir katods, a — anods. Konverģejošam katodstaru kūlitim ceļā (punktā, kur viņi saiet kopā) nolikta metala (parasti platina vaj volframa) plate A — „antikatods“, kas metaliski savienota ar anodu. Viņā tad katoda elektroni nobremzejas un no šīs vietas uz visām pusēm izplatās „stari X“.

Šo staru viļņu gaļums ir atkarīgs no pieliktās potenciālu differences starp A un K . Pie parastām diferencēm 10 — 50 kV (kilovolti) λ svārstas ap 10^{-8} cm . Tas rāda, ka viņi pieder optikai; tapēc par viņiem sīkāk runāsim tur. Turpat arī iepazīsimies ar tām metodēm, ar kuļām šie viļņu gaļumi jo precīzi mērojami. Te vēl tikai uzkavesimies pie vienas viņu īpašības, kuļas dēļ viņi savu lielo popularitāti arī ieguvuši.

X-staru vilnis ir tik īss, ka uz mūsu acs tiklieni viņi nedarbojas, kapēc viņi nav „redzami“. Bet ir daudzas vielas, sevišķi minerali, piem., villemits, tad kompleksais platina - barija cianurs u. c., kuļi X-staru iespaidā fluorescē. Tāpat arī uz fotografisko plati viņi darbojas. Ar to viņu ešamību var konstatēt un īpašības izpētīt.



Zīm. 329.

X-staru lampas schema.

Ja ar platina - barija cianuru pārklātu ekranu tur zīm. 329. rādītās X -staru „lampas“ tuvumā, var novērot stipru viņa fluorescenci. Tas liecina, ka X -stari iet cauri aparata stikla sienām. Bet tāpat viņi iet cauri arī citiem viņu ceļā noliktiem šķēršļiem, piem., papīram, kokam un pat metāliem. Tā tad visas vielas — gan vienas vairāk, otras mazāk — ir X -stariem „caurspīdīgas.“ Jo mazāk blīva ir viela un jo mazāks ir viņas atomsvars, jo viņa ir caurspīdīgāka. Tā, piem., 1—2 *cm* biezai alumīnija plātei viņi iet diezgan brīvi cauri, bet jau dažu *mm* bieza svina plāte viņus pilnīgi absorbē.

Savas spējas dēļ iet cauri vielai un absorbēties viņā proporcionāli tās atomu svaram, resp. blīvumam, X -stari ir kļuvuši par modernās ķirurģijas visspēcīgāko balstu. Zīm. 330. rāda rokas attēlu uz platina - barija ekrana, resp. fotografiskas plātes X -staru ēnā.



Zīm. 330.

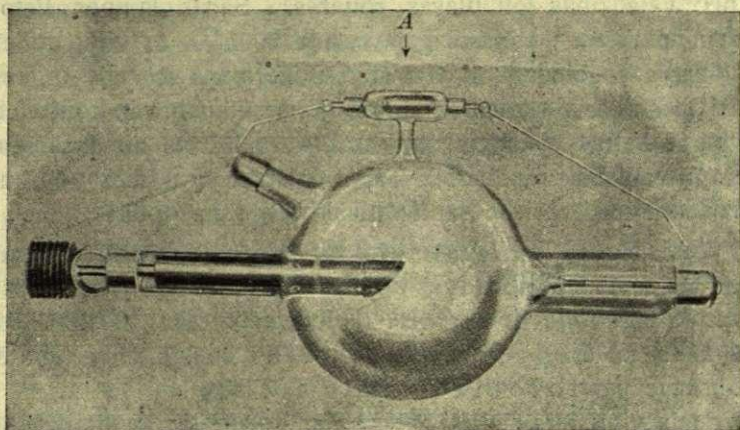
X -staru rokas uzņēmums.

Mūsu miesa būvēta no vieglākiem, kauli no smagākiem elementiem (*Ca*). Tapēc pirmā ir X -stariem vairāk, otrie mazāk caurspīdīgi: uz ekrana rodas viņu spilgtā ēna. Tāpat asus ēnu kontrastus dabū, ja miesā ir iekļūvis kāds svešs priekšmets, piem., metāla lode. Kā viegli saprast, tāds X -staru uzņēmums ķirurgam operācijas gadījumā ir neatsvešams.

Arī citiem mūsu ķermenī notiekošiem procesiem ar X -stariem var sekmīgi sekot. Ta, piem., piejaucot pie barības vismutu, kuņa atomsvars (resp. X -staru absorpcija) ir liels, var sekot barības staigāšanai pa gremošanas orgāniem un tā pētīt pēdejo funkcijas.

X -stariem ir divas raksturīgas pazīmes: intensitāte un viļņu gaņums. Pirmā atkaras no viņu radošo katodstaru, resp. strāvas intensitātes starp katodu un antikatodu. Jo intensīvāki ir X -stari, jo intensīvāka ir redzamā ēnu bilde, resp. jo mazāku laiku, ar viņiem fotografējot, ir jāeksponē. Viļņu gaņums nosaka viņu iespīšanās dziļumu vielā, resp. absorpciju. Jo īsāks ir vilnis, jo mazāk viņš absorbējas. Dažreiz X -starus ar lielu absorpciju sauc par „mīkstiem“, starus ar mazu absorpciju par „cietiem“. Tā tad „cieti“ ir īso, „mīksti“ — garo viļņu stari. Pirmos dod augstas potenciāldiferences starp katodu un antikatodu, t. i. arī sekojoši elektroni, otrs — lēnāki elektroni. Bet augstā būs potenciālu diference starp *K* un *A* tad, ja X -staru lampa būs stipri evakuēta (salīdz. zīm. 313.). Tā tad „cietus“ starus dos lampa ar lielu, „mīkstus“ — ar mazu retinājumu.

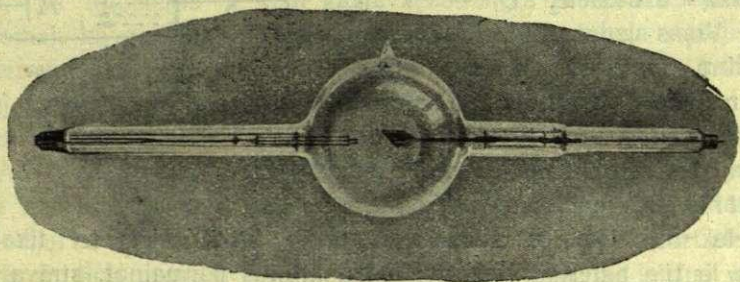
Zīm. 331. rāda parasto X-staru lampas formu. Pa labi redzams aluminijs katods (aluminijs tapēc lai neizputetu, § 316.); preti viņam ir antikatods. Pret šo tad katoda elektroni atsitas, te rodas X-stari.



Zīm. 331.
X-staru lampa.

Lai antikatods pārāk nesakarstu, viņš metaliski ar resnu vaŗa stieni (labs siltuma vadītājs) savienots ar metala plāksņu sistemu, kas ātri atdziest. Mazā tubā virs antikatoda ir *Al* anods, virs viņa vēl augstāk redzama ietaise *A*, ar kuŗu var lampas gāzes retinājumu („cietumu“) nedaudz mainīt — tā saucamais regenerators.

Pēdejā laikā šo „ionu lampu“ vietu sāk arvien vairāk ieņemt tā saucamās „elektronu X-staru lampas“, jeb — viņu pirmā konstruktora vārdā sauktas Coolidge'a lampas. Tāda redzama zīm. 332.



Zīm. 332.
Coolidge'a lampa.

Pa labi atrodas antikatods, parasti masīvs volframa bluķis. Pa kreisi ir karsejams volframa drāts spirāles katods. Ta tad viņā X-starus dod termoelektroni. Pēdejo koncentrēšanai uz antikatodu spirāli apņem metala cilindrs. No šādas lampas gāiss ir izpumpēts līdz pēde-

jai iespējamībai, visas viņa metala daļas labi izkarsetas. resp. atbrīvotas no okludētām gāzēm. Šo lampu labā īpašība ir ta, ka viņu „cietums“ ir tikai pieliktās potenciālu diferences noteikts, tā tad mainams pēc vajadzības ļoti plašās robežās. Šādas lampas lieto terapeitiskiem mērķiem. Viņas izgatavo līdz $200kV$. Ar viņu dotiem stariem intensīvi apgaismojami visi cilvēka ķermeņa iekšējie organi.

Ari teknikā X -stariem ir loma, jo ar viņiem var konstatēt („redzēt“) kuņas katras sistēmas strukturu, kuņa būveta no dažādiem materiāliem (aeroplana propellers). Tāpat kristālu struktūras pētišanā viņi ir neaizvietoājams ierocis. Par to tuvāk būs runa optikā.

§ 322. Fotoelektriskais efekts. Fotoelektroni. Viela (metāli) dod no sevis ārā elektronus ne tikai kad sakarseta (termoelektroni), vaj pozitīvo elektronu bombardēta (katodstari). Jau diezgan sen pazīstams fakts, ka arī gaismas iespaidā metāli viņus emitē. Šo parādību sauc par fotoelektrisko efektu.

Pirmais viņu ieraudzījis Hertz's, novērojot, ka dzirkstele starp cinka elektrodiem rodas daudz vieglāki, t. i. pie zemākiem potenciāliem, kad elektrodus apspīd kāda cita dzirksteles gaisma. Tuvāki šo parādību pētīt ir atrasts, ka tas ir tā ne tikai ar Zn un dzirksteles gaismu, bet arī ar citiem metāliem un citu avotu gaismam.

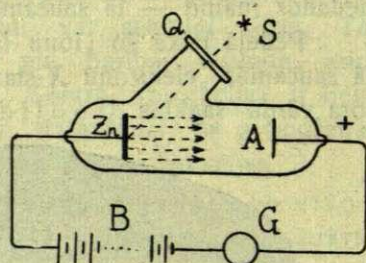
Vislabāki šis efekts novērojams vakuumā, kur to netraucē ne metālos adsorbētās gāzes, ne pozitīvie joni. Zīm. 333. rāda pēc iespējas

evakuētu stikla stobru ar 2 metāla plātnēm Zn un A . Plātnēm var pievienot vadus uz bateriju B cauri galvanometram G . S ir gaismas avots, piem., elektriska dzirkstele, Q — kvarca plāte. Viņas uzdevums — laist cauri īsos (ultra - violetos) gaismas viļņus, jo kvarcs viņus absorbē daudz mazāki kā stikls. Gaismai no S uz Zn krītot, ķēdē var novērot strāvu; viņu sauc fotostrāvu. Viņu nes pie Zn atbrīvotie elektroni.

Ka tas tā, redzams no ta, ka šī strāva iet tikai tad, kad Zn ir pie baterijas negatīvā pola. Polus pārmainot, strāva izbeidzas. No Zn nākošie strāvas neseji ir pētiiti arī elektriskā laukā.

Viņu $\frac{e}{m}$ ir izrādījies pilnīgi vienāds ar katoda elektronu un termoelektronu specifiskiem lādiņiem. Šie ir fotoelektroni.

To pašu rāda arī sekošais eksperiments. Ja metāla (Zn) plati savieno ar elektrometru (ar mazu kapacitāti) un tad viņu apgaismo,



Zīm. 333.
Fotoefekts.

viņa iegūst pozitīvu lādiņu: fotoelektroni, no viņas aiziedami, aiznes sev līdz negatīvo. Ja plati ar elektrometru iepriekš aizlādē negatīvi, viņa, kad apgaismota, savu lādiņu zaudē. Ja viņas elektrizācija ir pozitīva, gaismai iespaida uz viņu nav.

Turot gaismas avotu S konstantu un mainot potenciālu diferenci starp Zn un A , var dabūt fotostrāvu ar dažādām intensitātem. Intensitāte pieaug proporcionāli potenciālu diferencei, bet arī te ar laiku iestājas sātstrāva. Tas nozīmē, ka no metāla nākošo fotoelektronu skaits ir apobežots. Turot konstantu potenciālu diferenci un mainot S intensitāti, var atrast, ka fotostrāva arī tai aug proporcionāli. Šī proporcionalitāte ir visai stingra. To izlieto fotometrijā (skat. turpmāk).

Fotostrāvas pieaugums var rasties kā fotoelektronu skaitam, tā arī viņu ātrumam pieaugot, bet viens ar otru šie faktori nav saistīti. Noteikta sastāva gaismas intensitātei mainoties, mainas tikai fotoelektronu skaits, bet viņu ātrums paliek konstants: fotoelektronu ātrums ir no apgaismojuma intensitātes neatkarīgs. Bet ja metālu apgaismo ar dažādām gaismām (dažādiem viļņu garumiem), dabū dažādu ātrumu fotoelektronus arī pie vienas un tās pašas gaismas intensitātes. Einstein's ir atradis likumu, pēc kura fotoelektronu kinētiskā enerģija ir noteikta ar vienādojumu

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu,$$

kur h ir proporcionalitātes faktors ar skaitlisko vērtību $6,57 \cdot 10^{27}$, ν — ņemtās gaismas frekvence. No viņa redzams, ka jo lielāks ir ν , t. i. jo īsāks ir gaismas viļnis, jo ātrāks ir viņa atbrīvotais fotoelektrons. Šī ātruma neatkarība no gaismas intensitātes, bet tikai frekvences, liek domāt, ka fotoefekts ir kaut kāda rezonances procesa sekas metalā. Var domāt, ka gaisma, nonākusi līdz elektronam metāla virsējā slānī, viņu ierosina kustībā, pareizāki iešūpo sava pašas perioda oscillācijā. Kad elektrona amplitūde kļūst pietiekoši liela, viņš no metāla izlec ar noteiktu ātrumu.

Arī X -stari dod fotoelektrisku efektu. Šinī ziņā viņi pat pārsniedz redzamo gaismu. Šinī gadījumā var novērot ļoti interesantu un teorijai svarīgu faktu, proti, ka X -staru fotoelektronu ātrums ir vienāds ar viņu radītāju — katódstaru ātrumu. Arī tas ietilpst augšējā Einstein'a formulā, jo arī katoda elektroni dod īsus X -viļņus (ar lielu ν), tā tad āsus fotoelektronus.

§ 310. bij aprakstīta Millikan'a metode ionu lādiņu mērīšanai. Viņā starp kondensatora plātem suspendē kādu metāla vaj šķidruma putekli, to lādē un tad viņa kustību novēro mikroskopā. Fotoelektriskais efekts te izrādas par ļoti parocīgu lādešanas līdzekli.

Pietiek suspendēto metala puteklīti apgaismot ar ultra-violetu gaismu, lai viņš pazaudētu vienu vaj vairakus elektronus un attiecīgi iegūtu vienu vaj vairakus pozitīvus lādiņus. Ar to tad arī — otrādi — ļoti precīzi konstatējama elektrona individuālā daba.

No daudziem fotoelektriskā efekta pielietojumiem te minesim tikai vienu, tā saucamo „fotošūnu“. Tas ir stikla trauciņš ar diviem iekausētiem platina elektrodiem. Traukā ir iedestīlēts Na , K , vaj $K + Na$ maisījums. Alkaļu metali fotoelektriski ir jo sevišķi jūtīgi. Ja šādu trauciņu — fotošūnu ieslēdz jūtīga galvanometra un baterijas ķēdē, ar viņu var konstatēt (fotometret) ļoti vājus gaismas avotus. Tāda šūna reaģē pat uz dažu km atstātumā aizdegtu sērskociņu. Zvaigžņu fotometrijā tagad lieto tikai šādas šūnas.

Par metālu fotoelektriskām īpašībām mēs līdz šim runājām tapēc, ka viņi fotoelektriski ir sevišķi jūtīgi; arī eksperimentet ar viņiem vieglaki. Bet arī citas cietas vielas (izolatori), tāpat arī šķidrums un gāzes ir fotoelektriski. Var sacīt, ka spēja emitēt elektronus ir vielas īpašība.

§ 323. Ionizācija un ionizācijas potenciāls. Rezonances potenciāls. Gāzu ionizāciju, tāpat kā elektrolīta disociāciju, mēs domājam kā molekulu sadalīšanās procesu. Bet starp šīm divām parādībām ir atšķirība. Elektrolītiski disocīejas tikai ķīmiski komplicētas vielas, ar komplicēti būvētām molekulām; ionizēties, turpreti, var arī elementāras gāzes, piem., skābeklis, ūdeņradis, slāpeklis. Ionizējas pat tādas gāzes, par kurām zināms, ka viņas pastāv tikai no atomiem, piem., tā saucamās „dižgāzes“ — A , Kr , He u. c. Līdz ar to viņu sadrupšanas procesi ir vienkāršāki, kapēc arī paša ionizācijas mehānisma pētīšana pietamāka.

Līdz šim aprakstītie novērojumi liecina, ka katrā vielas molekulā, resp. atomā ir elektroni. Zināmos gadījumos, piem., fotoelektriskā efektā viņi no molekulām atdalās. Tad pārējā molekulas daļa paliek ar pozitīvu lādiņu un atoma masu — tas ir pozitīvais ions. Bet elektrons, brīvs kļuvis, ilgi tāds pastāvēt nevar. Sastāpis gāzes neitālās molekulas, viņš tās pie sevis saista, aplīpot ar viņām, kā elektrizets ķermenis aplīp ar putekļiem. Tā rodas parastais gāzes negatīvais ions. No tā rodas ieskaits, ka gāzu ionizācija un ionizācija vispāri ir saistīta ar elektronu emisiju.

Ir gadījumi, kad gāzes atoms ionizējas divreiz, trīsreiz un vairak. Tas nozīmē, ka viņā ir divi, trīs un pat vairak elektroni. Bet tad atoms nevar būt kaut kas viengabalains, kompakts. Pozīvais viņa lādiņš viņa elektronus saista kaut kādā konfigurācijā, jo ja jau elektroni no viņa var iznākt un atkal ieiet (ionizācija un rekombinācija) un neska-

tamas reizes no vietas, tad abas elektrības atomā pavisam kopā nesa-
plūst. Tas nozīmē, ka atomam ir struktūra; atoms ir būvēts
un šīs būves ķieģeļi ir elektroni.

Ar to rodas jauna plaša fizikas nodaļa — atomfizika, kuņas
uzdevums ir izdibināt atoma strukturu dažādām vielām. Viņas pamatvilcienus
sistemātiskāki aprakstīsim nākošā nodaļā. Te tikai vēl īsumā atzi-
mesim to, kas var būt noderīgs ionizācijas mehānisma noskaidrošanai.

Atoma būve ir diezgan stabila, daudzos gadījumos pat ļoti stabila.
Tas redzams no tā, ka viņš var izturet lielus sitienus, piem., tempera-
tūras kustībā ar citiem saduroties. Tā tad lieli ir tie spēki, kas viņa
atsevišķās daļas — pozitīvo lādiņu un elektronus — satur kopā. Ir
loģiski, ja šos spēkus domā kā Coulomb'a spēkus, kuņi starp po-
zīto lādiņu un elektroniem ir atraktīvi, starp pašiem elektroniem —
repulsīvi. Un tiešām, ja ņem vērā atoma dimensijas, t. i. lādiņu tu-
vumus viņā, tad top saprotams, ka katrs spēks, kuņš mainas preteji
proporcionāli atstātuma kvadrātam, viņā būs visai liels. Bet tas tad no-
zīmē, ka diezgan lielam ir jābūt arī tam darbam, kas jāpatērē šo
būvi sagrāujot, t. i. lielam jābūt atoma ionizācijas darbam.

Katrai vielai ir savs noteikts atoma lielums un savs noteikts
elektronu skaits atomā. Tapēc arī atoma būve katrai vielai ir sava
un līdz ar to katrai sava īpatneja, raksturīga ionizācijas enerģija, kas
jāpatērē viņas atomu ionizējot — sagrāujot. Principiēli šī enerģija
diezgan vienkārši mērojama: atomu vajadzīgs bombardēt ar kaut ko
tādu, kas no viņa var izsist ta elektronu. Tad šī bombardētāja ener-
ģija ionizācijas brīdī ir atoma ionizācijas enerģija. Bet arī eksperi-
mentāli tas viegli izdarams, jo par šādu bombardētāju var būt kuņš
katrs elektrons.

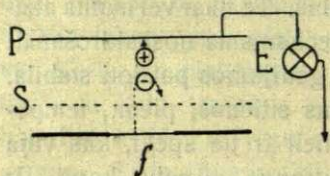
Ka arī elektrons var gazi ionizēt, par to bija runa Lenard'a
eksperimentā (§ 314.): katoda elektroni, iznākuši cauri alumīnija
„logam“, ionizē apkārtejo gaisu. Nav arī grūti iedomāties šī procesa
mehānismu: elektrons, tuvodamies gāzes atomam, elektrostātiski dar-
bojas uz viņā saistītiem elektroniem. Ja viņa enerģija ir maza, atoma
elektroni viņu pašu atgrūdis, novēršot viņu no tā taisnā cēļa. Bet ja
viņa enerģija, resp. „inerce“ būs liela, viņš pats, atomam tuvu pienācis,
kādu no tā elektroniem izstums. Ar to atoms būs ionizēts.

Ar to ir dots arī attiecīgā eksperimenta princips: pētāmā gāze
jābombardē ar elektroniem. Mainot viņu ātrumu, atrod tādu v , pie kuņas
gāze patlaban sāk ionizēties. Ja šo ātrumu elektrons ieguvis, iziedams
cauri potenciālu diferencei V , tad viņa enerģija ir

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

V sauc par ņemtās gāzes ionizācijas potenciālu. Kā redzams, viņš izteic to pašu, ko ionizācijas enerģija.

Pirmie šādus eksperimentus uzstādījuši J. Franck's un G. Hertz's. Zīm. 334. rāda viņu schemu. f ir tieva platina drāts, kuŗu karsē ar mazu bateriju; viņu apņem platina siets S un platina skārda cilindrs P .



Zīm. 334.

Ionizācijas potenciāla atrašana.

E ir jūtīgs kvadrantelektrometrs. f , S un P ir noslēgtā stikla traukā, no kuŗa pēc vajadzības var gaisu (gāzi) izpumpēt (retināt). f emitē elektronus, S lieto viņu paaētrināšanai. Tapēc f potenciālu tur uz 0, S pakāpeniski (ar potenciometru) maina no 0 uz augšu (pozitīvi). Nonākuši līdz sietam, f elektroni izskrien viņa acim cauri. Ja viņu enerģija nav liela, viņi gāzes molekulas (atomus) telpā starp S un P ionizēt nevar. Pamazām norimdami, viņi drīz atgriežas uz pozitīvo sietu atpakaļ. Bet ja viņu enerģija ir liela, viņi telpā SP dod ionus. Negatīvie ioni tad nāk uz pozitīvo sietu, bēd pozitīvie, no viņa atstūmti, iet uz P , lādejojot viņu un elektrometru pozitīvi. Tā mainot S potenciālu līdz tam momentam, kad elektrometrs sāk rādīt pozitīvu lādiņu, uz potenciometra tieši dabū tās gāzes, resp. metala tvaika ionizācijas potenciālu, kuŗa ir starp sietu un plati P . Nāk, tabelē viņi ierakstīti dažām gāzēm un tvaikiem:

Gāze	Cs	K	Na	Hg	H ₂	A	He	Ne
Ioniz. pot. (voltos)	3,87	4 32	5,12	10,38	13,9	15,1	20,5	20,8

Šie skaitļi rāda, ka ionizācijas enerģijas ir visai lielas. Ja viņas pārrēķina ergos, tad helijam, piem., ta ir ap $6 \cdot 10^{-2}$ erga. Lai helija atoms, tikai savā temperatūras kustībā skriedams, varetu šādu enerģiju iegūt, viņa ātrumam, resp. viņa gāzes temperatūrai būtu jāklūst fantastiski lielai.

Komplīcētaki ir citi ionizāciju mehānismi. Visinteresantākais no viņiem ir gaismas, resp. X -staru iespaids, pie kuŗa pieder arī fotoelektriskais efekts. Pag. § jau bija dots Einstein'a likums

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu,$$

kuŗš dod atbrīvotā elektrona enerģiju, resp. ātrumu v . ν ir kritošās gaismas frekvence, kuŗu šē var saukt par ionizācijas frekvenci. Ar ionizācijas potenciālu viņa saistas vienādībā

$$eV = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu,$$

no kurienes sakars

$$V = \frac{h}{e} \nu.$$

Tas rāda, ka katrai gāzei (vielai) ir sava noteikta gaisma (viļņa gaņums), kuļa to ionizē.

Sakarā ar gazu ionizāciju minama vēl viena parādība, kuļas pētišana daudz devusi atoma būves noskaidrošanai. Kad elektrona enerģija ir mazaka par ionizācijas enerģiju, viņš atomu bombardedams tikai aizkustina ta iekšejo strukturu. Atoma iekšejie elektroni sāk kusteties, varbūt pat pārgrupeties. Ta sekas ir elektromagnetisku viļņu (gaismas) emisija. Tā elektrons ierosina atomu radiācijā. Novērojumi māca, ka ari tas notiek pie noteiktas bombardejošā elektrona enerģijas, resp. potenciāla V_0 . Tapēc V_0 var saukt par ierosmes potenciālu.

Tāpat tas ir ar gaismu, ja viņas frekvence ir mazaka par ionizācijas frekvenci: pie noteiktas frekvences ν_0 gāzes atoms sāk emitēt gaismu ar frekvenci ν_0 . Te rodas itkā rezonance starp krītošo un atoma īpatnejo frekvenci. Tapēc ari ν_0 sauc par rezonances frekvenci. Ar ierosmes potenciālu viņa sasistas formulā

$$V_0 = \frac{h}{e} \nu_0.$$

Tapēc ari V_0 bieži sauc par rezonances potenciālu. Tuvaki par to būs runa optikā.

§ 324. Atmosferas elektrība. Daudzi no līdz šim aprakstītiem elektriskiem procesiem norisinās ari brīvā dabā — zemes atmosferā. Zibens ar ta milzīgo enerģiju, kuļa top brīva negaisā, ir elektrisks notikums. Bet ari skaidrā laikā atmosferā iet daudzi elektriski procesi. Visi viņi atstāj iespaidu uz zemes dzīvi, sevišķi meteoroloģisko. Tapēc te dažus no viņiem atzīmesim.

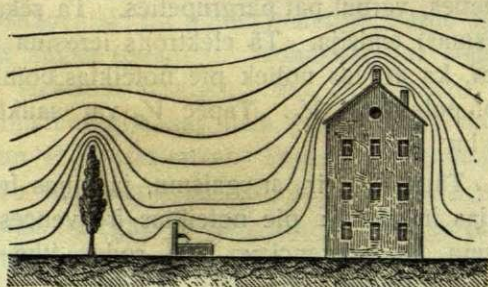
Jau ar diezgan primitīvu eksperimentu var pārliecināties, ka ap zemi vienmēr ir elektrisks lauks. Tā, piem., ja gaļas kārts galā uzstiprina metāla smailumu, no kuļa tieva drāts ved uz elektroskopu, tad ja kārts uzstādīta brīvā klajumā, elektroskops rāda elektrizāciju. Ši elektrizācija ir atkarīga no smailuma augstuma, kas rāda, ka atmosferā ir vertikāls potenciāla kritums. Precizāki viņu mērojot var atrast, ka viņš vienmēr vērsts no augšas uz leju. Tā tad zemes potenciāls ir zemāks kā viņas apkārtnes (atmosferas) potenciāls.

Tāpat kā zemes magnetiskais lauks nav pastāvīgs, ari elektriskais mainās. Ari viņam ir noteikts dienas gājums ar noteiktiem intensitā-

tes maksimumiem un minimumiem. Ziemā viņš ir intensīvs, vasarā vājaks. Tā, piem., Vidus-Eiropai vasaras vidējais potenciāla gradients ir $500 \frac{V}{m}$ (voltage uz augstuma metra), vasarā tikai $60 \frac{V}{m}$.

Lauks ap zemi liecina, ka viņai ir noteikts negatīvs lādiņš (gradients vērstas lejup). Tapēc viņai pašai arī ir noteikts potenciāls; parasti mēs viņu pieņemam (relatīvi) par 0. No viņas uz visām pusēm iet spēka līnijas noteiktā blīvumā. Noteiktā blīvumā ap viņu var vilkt arī izopotencialas virsmas. Zīm. 335. ir rādīts, kā šīs virsmas apņem zemes virsū esošos priekšmetus. Asumos un augstumos izopotencialās virsmas guļ ļoti blīvi; te arī lauka intensitāte ir liela.

Gaisa balonu braucieni rāda, ka potenciāla gradients atmosfērā nav konstants, bet pamazinas līdz ar augstumu. No otras puses, pētot gaisa vadītspēju, ir atrasts, ka viņā vienmēr ir pozitīvie ioni. Par



Zīm. 335.
Atmosferas potenciāls.

to jau arī vairākkārt minēts. Sūcot noteiktus gaisa daudzumus cauri šauriem metāla kanāliem, var viņu lādiņus izmērīt un tad ionu skaitu atrast. Tad dabū ap 1000 ionu uz cm^3 , pie kam viņi ir vienmēr pozitīvi. Tas rāda, ka zemes atmosfēra ir pozitīvi lādēta. Tapēc zemes elektrisko lauku mēs varam domāt kā lauku starp negatīvo zemi un pozitīvo viņas atmosfēru.

Jautājums par šī lauka izcelšanos ir vēl nenoskaidrots. Te mīnesim divas hipotēzes. Viena no viņām pieņem, ka atmosfēras gaiss vienmēr ir ionizēts — vaj nu ar saules ultra-violetiem stariem, vaj radioaktīvā ceļā (skat. nāk. nodaļojumu), vaj kā citādi. Bet viņā ir arī ūdens tvaiki. Kad kaut kādu meteoroloģisku apstākļu dēļ viņa temperatūra pazeminās, tvaiks sāk kondensēties. Bet vispirms kondensēšanās notiek ap negatīviem ioniem (§ 309.). Tapēc atmosfēras nokrišņi nes sev līdz uz leju negatīvos ionus, kuņi savu lādiņu atdod zemei. Atmosfērā, turpreti, paliek pozitīvie.

Tomēr šī hipotēze ir pretrunā ar faktiem. Precīzi novērojumi rāda, ka nokrišņi n a v negatīvi, bet gan pozitīvi lādēti. Tā tad ne ap negatīviem ioniem viņi rodas. Šī trūkuma nav otrai hipotēzei, kuņā gaisa ionizāciju domā notiekam zemes garozā, kuņ viņš pastāvīgi ir sakarā

ar radioaktīvām vielām. Zemei elpojot, šis ionizētais gaiss nāk no viņas spraugām ārā. Bet tā kā negatīvo ionu difūzijas ātrums ir lielāks par pozitīvo ionu ātrumu (§ 308.), tad viņi spraugu sienām atdod savus lādiņus vairāk kā pozitīvie; tapēc no zemes iznākušais gaiss ir bagātāks ar pozitīviem ioniem. Kad virs šīs vietas rodas zemaks barometrisks spiediens, šis gaiss aiziet atmosfērā. Tā pēdējā ar laiku rodas pozitīvi lādiņi lielos daudzumos.

Tomēr arī šī hipotēze sastop lielas grūtības ceļā. Pilnīgs apmierinošs zemes elektriskā lauka izskaidrojums līdz šim vēl nav dots.

Līdz ar gaisa strāvam pārvietodamies, atmosfēras pozitīvie ioni rada vertikālas un horizontālas elektriskas strāvas. Varbūt ka tām ir sakars ar zemes magnetisko lauku, par kuru bija runa § 241. Par to grūti spriest, jo novērojumu materiāls te vēl ļoti niecīgs.

Radioaktivitāte. Atombūve.

§ 325. Materija un elektrība. Radioaktīvās vielas. Elektrolīzes parādības pētīt mēs ļoti tuvu nonākam jautājumam par vielas un elektrības attiecību. Elektrolītiskā disociācija dod gaišu liecību par to, ka vielas atomos ir sastopami elektriski lādiņi. Vēl jo tuvāki šim problemam mēs pienākam elektrisko strāvu gāzēs pētīt. Gāzu ionizācija, fotoelektriskais efekts, termionu emisija u. c. parādības rāda, ka parasti par neitrālu sauktās vielas atomos ir kā pozitīvā, tā negatīvā elektrība. Tā tad ne vienmēr būtne ir atoms, ne tas, „kas vairs nav dalāms“, bet vesela būve, kurā savienoti trīs sākumi, trīs agenti: pozitīvā elektrība, negatīvā elektrība un masa.

Vispazīstamākais no šiem agentiem mums ir otrais — negatīvā elektrība. Viņu kā atsevišķu elektronu „gāzi“ mēs daudzus gadījumos varam izolēt no pārējiem un izpētīt viņa īpašības atsevišķi. Pozitīvo elektrību, turpeti, līdz šim vēl nav izdevies no atoma vielas (masas) atdalīt: viņa vienmēr saistīta ar atoma masu. Tapēc bieži tiek izteiktas domas, ka pozitīvā elektrība un materiālā masa ir viens un tas pats. Tomēr, kāda viņa arī nebijusi, atoms nav „nedalāms“, bet ar noteiktu un, varbūt, pat ļoti komplicētu būvi. **A t o m a m i r s t r u k t ū r a.** Tā zinātnē atveras jauns pētniecības lauks — **a t o m f i z i k a.**

Atomfizikas svarīgumu un lielo nozīmi šē nebūs vajadzīgs sevišķi uzsvērt. Viegli saprotams, ka taisni viņā slēpjas visa notiekošā izskaidrojuma atslēga, jo pietiek iedomāties, ka vielas īpašības ir viņas molekulu un atomu noteiktas, bet atomu īpašības, bez šaubām, ir viņu iekšējās struktūras rezultāts. Tapēc atomfizikai ir izredzes apvie-

Gulbis, Fizika II.

not višas citas fizikas nozares; tāpat arī ķīmiskās parādības viņā at-
radīs savu izskaidrojumu.

Minētās elektrolizes un ionizācijas parādības tikai norāda uz
atomfizikas lielo nozīmi. Viņas pētišanai jaiet arī vēl citi ceļi. Se-
višķi optikas parādības ir spēcīgs pētniecības ierocis, jo gaismas
vilņu — un tāpat X -staru — emisija ir viena no atoma vissvarīgā-
kām un noteiktākām īpašībām. Tapēc arī ar daudziem atomfizikas
faktiem mēs tuvaki iepazīsimies un viņus sīkaki izpētīsim nākošā sē-
jumā, kuŗš būs veltīts optikai. Tagad, šo sējumu noslēdzot, īsumā
tikai aprakstīsim dažas citas parādības, kuŗas ir, varbūt, mazāk izpra-
stas, ka optiskās, bet kuŗās atoma un elektrības problems mūsu priekš-
šā nostājas lielā varenībā: radioaktīvās parādības.

Gan arī šo parādību aprakstam būs jābūt īsam — tikai vispā-
rejos vilcienos. Pēdejo gadu nepieredzēti straujā fizikas attīstība ir
arī te uzkrājusi tik daudz materiala, ka viņa pietiek lieliem sējumiem.
Pēdejā laikā ir pat uzrakstītas speciēlas radioaktivitātes mācības grā-
matas*). No otras puses, daudz kas te vēl ir jauns, nenoskaidrots un
pretrunīgs. Radioaktīvo parādību pētišana ir viens no tagadējās fizi-
kas dienas uzdevumiem.

Viņu ārejšis apraksts ir diezgan vienkāršs. Dabā ir sastopamas
vielas, piem., dažas urana rudas, kuŗām piemīt apbrīnojamas īpa-
šības nepārtraukti ionizēt apkārtejo gaisu: viņu tuvumā novietots lā-
dēts elektroskpos aši vien zaudē savu lādiņu, kā pozitīvu, tā negatīvu.
Tas notiek vienmēr, bez pārtraukuma, pilnīgi neatkarīgi no apkārte-
jiem apstākļiem, piem., temperatūras un to maiņas. Tāpat arī uz fo-
tografisku plati šīs vielas darbojas. Daži minerali, piem., cinka sulfīds
 ZnS , tad platina - barija cianurs viņu tuvumā tumsā mirdz; pašas
viņas vienmēr ir drusku siltakas (ar augstāku temperatūru) kā viņu
apkārte. Arī fizioloģiski šīs vielas darbojas. Tās ir radioaktīvās
vielas.

Radioaktīvu vielu ir liels daudzums. Gandrīz visi urana savie-
nojumi ir radioaktīvi. P. un M. Curie no viņa rudas izdevās iegūt
niecīgos daudzumos vielu ar ļoti intensīvām radioaktīvām īpašībām.
Šīs vielas atomsvars ir 226; Curie viņu nosauca par radiju. Līdzas
radijam no rudas Curie izdabāja vēl otru aktīvu vielu ar at. sv. 210.;
viņai dots nosaukums polonijs (M. Curie kdze ir poliete). Ra-
dioaktīvi ir aktīnijs, torijs, nedaudz arī kalijijs un rubidijs.
Visām radioaktīvām vielām ir liels atomsvars (izņemot K un Rb).

*) Piem., v. Hevesy und Paneth, Lehrbuch der Radioaktivität,
J. A. Barth, Leipzig, 1923.

Radioaktīvas ir arī gāzes. Te pirmā vietā minama gāze *RaEm* — radija emanācija — vissmagākā no pazīstamām gāzēm, ar vārišanās temperatūru — 62° , kritisko temp. $+ 105^{\circ}$. Viņas atomsvars ir 222, t. i. par 4 mazāks kā radijam. Viņa šķīst ūdenī, tā padarot arī pēdejo radioaktīvu. Daudzi dabas ūdeņi satur emanāciju, kaut gan ļoti nēcīgos daudzumos.

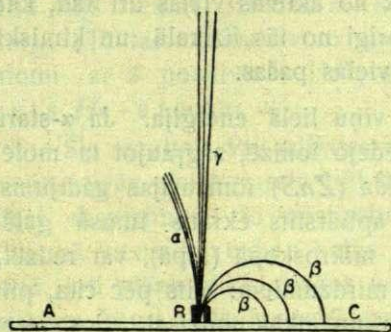
Radioaktīvo vielu pētīšanai visērtāki izlietot viņu ionizēšanas spējas, kā arī iedarbošanos uz fotografisku plati, resp, fluorescejošu ekranu. Pirmā gadījumā kaspeli ar pētāmo vielu noliek plašu kondensatora („ionizācijas kameras“) tuvumā, kuļa viena plate cauri elektrometram pievienota zemei, otra — augsta sprauguma baterijai, kā zīm. 303. Tad ņemtās vielas aktivitātes mērs ir ar viņu sasniedzamās sātstrāvas intensitāte kondensatorā. Visaktīvākā no vielām ir radijs.

Radija un radioaktivitātes nosaukumā ielikta doma, kuļa radās jau pašā pirmā viņu pētīšanas sākumā — ka šo vielu apbrīnojamās spējas ir no viņām nākošās radiācijas iedarbošanās sekas. No radioaktīvām vielām nepārtraukti nāk enerģijas plūsma. Tapēc arī runā par viņu „stariem“. Vēsturiski kā pirmie ir atrasti urana stari; viņus pirmais novērojis Becquerel's, kapēc viņi tika nosaukti par Becquerel'a stariem. Tomēr tagad šis nosaukums reti kad sastopams.

Radioaktīvo vielu „stari“ iet diezgan viegli cauri dažādiem šķēršļiem — papīram, kokam, stiklam, metāliem. Visvairāk viņus aiztur vielas ar lieliem atomsvāriem, piem, svins. Tapēc arī parasti, lai no viņiem izsargātos, kas daudzreiz vajadzīgs, aktīvo preparātu glabā svina kastē.

§ 326. Aktīvo vielu radiācijas. α -stari. Tagad apskatīsim aktīvo vielu radiācijas tuvāki. Mēs pazīstam triju tipu „starus“: vijņejādās radiācijas (gaismas stari, X -stari), pozitīvos jeb masu - starus (kanālstari, anodstari, pozitīvie termioni) un negatīvos starus (katodstari, fotoelektroni, termoelektroni). Pie kādiem no šiem pieder radioaktīvo vielu stari? Atbildi te dabū viņus pētot magnetiskā un elektriskā laukā.

Attiecīgo eksperimentu rāda zīm. 336. *R* ir svina kapsule ar kādu radioaktīvu vielu, piem., *RaBr₂*, no kuļa nāk šaurs staru kū-



Zīm. 336.

 α , β , γ -stari.

litis. Ja sim kūlitim tuvina stipru magnetu, tās sadalas vairakās daļās. Viena daļa noliecas pa kreisi, diezgan maz un tā, kā noliekto pozitīvu ionu kūlītis. Šos starus sauc par α -stariem. Otrā daļa, daudz stiprāki kā pirmā, noliecas pa labi, kā to darītu negatīvu ionu vaj elektronu plūsma. Tie tā tad ir negatīvi stari. Viņus sauc β -starus. Trešā agrākā kūlīša daļa iet agrākā virzienā magneta netraucēta. Šie stari magnetiskā laukā nenoliecas; viņus sauc γ -starus.

Tas pats novērojams arī elektriskā laukā: kūlis sadalas trijās daļās, no kurām viena noliecas tā, kā noliekto pozitīvu ionu plūsma, otra — kā liekto elektroni un trešā — paliek agrākā virzienā. Tā tad radioaktīvās vielas dod no sevis arī kā pozitīvus (α), tā negatīvus (β), tā arī neitralus (viņū) starus.

Ar aprakstīto paņēmieni aktivās vielas radiāciju dažādās staru grupas var izpētīt atsevišķi. Tad izrādās, ka samērs starp viņu intensitātem dažādām vielām ir dažāds. Ir vielas, kurām ir stipra α -radiācija, vāja β un γ ; bet ir arī otrādi. Arī noliekšanās vienā un tanī pašā magnetiskā laukā dažādu vielu attiecīgiem stariem ir dažāda. Tāpat arī savā starpā visas trīs staru grupas stipri var atšķirties efektu ziņā. Tā, piem., vislielākais ionizācijas efekts ir α -stariem, daudz mazāks β -stariem. Arī spēja spiesties cauri šķēršļiem viņiem ir dažāda. Visvairāk tiek absorbēti α -stari, mazāk β -un vēl mazāk γ -stari. Arī šo īpašību var izlietot viņu atdalīšanai: ja radioaktīvo preparātu pārklāj ar kādu ļoti plānu absorbētāja kārtu (vizlu), viņa aiztur α -starus: tā paliek tikai β un γ . Kad absorbētāja slānis ir biezāks, viņš aiztur arī β -starus — paliek tikai γ . Pēdejie absorbējas ļoti maz, ar ko viņi atgādina ļoti „cietus“ X -starus.

Vispirms apskatīsim tuvāki α -starus. Viņi izturas kā pozitīvas elektrības plūsma; bet viņi nav apkārtejo gazu ioni. Tas redzams no tā, ka tanī pašā daudzumā viņi nāk no aktivās vielas arī tad, kad tā atrodas pilnīgā vakuumā, un neatkarīgi no tās fizikalā un ķīmiskā stāvokļa. Tā tad viņi nāk no aktivās vielas pašas.

Viņu īpašību pētīšanu atvieglina viņu lielā enerģija. Ja α -staru kūlītis atsitās pret kādu šķērslī, viņš pēdejo ionizē, sagraujot tā molekulas. Sevišķi interesants ir cinka sulfīda (ZnS) ionizācijas gadījums: α -staru trāpītā vietā ar ZnS pulveri apbārstīts ekrans tumsā gaiši mirdz. Ja šo mirdzošo vietu apskata mikroskopā (lupā), var redzēt, ka visa viņa itkā čum no atsevišķiem mirdzumiem: cits pēc cita, pilnīgā nekārtībā, ekrana punkti iemirdzas un atkal nodziest. Šos atsevišķos mirdzumus sauc par scintillācijām. Viņas rāda, ka tiešām α -staru plūsma nav nepārtraukta, bet salikta no atsevišķiem pozī-

tivi lādetiem indivīdiem, no kuŗiem katrs dod savu atsevišķu ionizācijas efektu. Šos indivīdus sauksim par α -partikulām.

Scintillācijām ir liela praktiska vērtība, jo saskaitot viņas, mēs dabūjam to α -partikulu skaitu, kuŗas vienā laika vienībā nonāk no aktīvās vielas līdz ekranam. Ar to tad var izteikt dažādu aktīvo vielu α -emisijas spējas. Ari pašu α -partikulu dabu tās palīdz noskaidrot.

Laižot α -staru kūlīti cauri elektriskam un magnetiskam laukam, var atrast arī viņu partikulu individuēlos ātrumus un lādiņus.

Pirmie dažādām vielām ir dažādi — no $1,4 \cdot 10^9 \frac{cm}{sec}$ (urans) līdz $2 \cdot 10^9 \frac{cm}{sec}$ (torijs *C*). Specifiskie lādiņi, turpreti, visos gadījumos ir vienādi, ar vienu un to pašu skaitlisko vērtību

$$\frac{e}{m} = 4827 \text{ E. M. V.}$$

Ta ir divreiz mazāka par *H*-iona specifisko lādiņu 9654 E. M. V. Tas rāda, ka, vispirms, visu vielu α -partikulu masas ir vienādas un, otrkārt, divreiz par *H*-iona masu lielākas. Bet masa $m = 2m_H$ mums ir nepazīstama, jo nākošai pēc *H* vielai — helijam ir masa 4. Tapēc ir ticis pieņemts, ka arī α -partikulus masa ir 4, bet ka viņas lādiņš ir $2e$.

Ši hipotēze ir izrādījusies pamatota, jo viņu apstiprina eksperimenti. Ja kādā noteiktā atstātumā no aktīvā preparāta saskaita vienā sekundē uz 1 cm^2 doto scintillāciju, resp. α -partikulu skaitu *N*, pēc tam šīni vietā novieto elektroskopu un tad izmēro 1 sec šo partikulu sesto lādiņu *E*, var atrast katras partikulas individuēlo lādiņu

$$e = \frac{E}{N}.$$

Tad viņš vienmēr izrādas $2e$, kas rāda, ka partikulas masa, tiešām, ir $4m_H$. Tā tad radioaktīvo vielu α -partikulas nav nekas cits kā helija atomi ar 2 pozitīviem lādiņiem: α -partikula ir divreiz ionizēts *He*-atoms.

Šis rezultāts var izlikties nesaturīgs, jo grūti iedomāties, ka visās radioaktīvās vielās varetu būt helijs. Tomēr arī vēl citi, un diezgan tieši eksperimenti to apstiprina kā faktu. Tā, piem., aktīvu vielu tuvumā vienmēr rodas helijs. Ja radija emanāciju (gāzi) tur aizkautē, ļoti plāna stikla (dažus mikronus bieza) kapselē, α -stari spiežas stiklam cauri. Ja kapsle savukārt stāv noslēgtā, pilnīgi evakuētā traukā, kuŗā eksperimenta sākumā ne mazāko *He*-pazīmju nebija, tad viņā ar laiku rodas helijs un proporcionāli laikam. Rutherford's

tā ir varejis gada laikā sakrāt līdz 167 mm^3 helija. Šis fakts ir bijis viens no galveniem balstiem radioaktivitātes izskaidrojumā (skat. turpmāk).

Zinot α -partikulu lādiņu, var atrast to viņu skaitu, kuŗš noteiktā laikā nāk no kādas aktīvas vielas. 1 gr *Ra* 1 stundā dod ap $13,5 \cdot 10^{18}$ α -partikulu. No tā var aprēķināt arī Avogadro skaitli *N*.

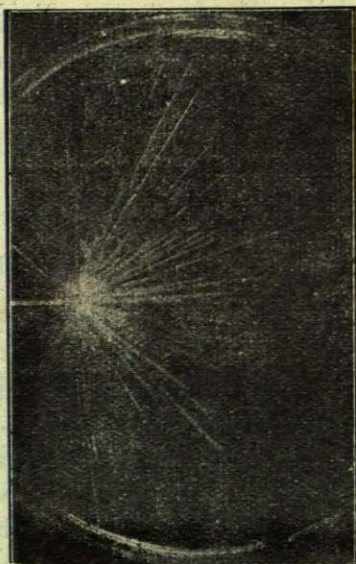
Lielās masas un lielā ātruma dēļ α -partikulai ir liela enerģija. Liekot

$$v = 2 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \text{ un } m = 4m_H = 4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ gr, to dabūjam kā}$$

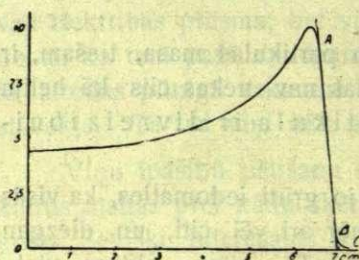
$$W = \text{ap } 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ erg.}$$

Tapēc liels ir arī α -partikulas dotais ionu skaits gazē. Kā jau redzejam, aktīvo vielu ionizācijas spējas vispirmā kārtā ir viņu α -partikulu dotas.

Zīm. 337. rāda fotografijas reprodukciju, kuŗa dabūta pēc C. T. R. Wilson'a metodes (§ 309.), fotografejojot α -partikulu ceļus mitrā gazē. Visi šie ceļi ir taisnas līnijas; noteiktos atstājumos no staru avota viņi pēkšņi nobeidzas. Tas izteic interesantu faktu, ka α -partikulām ir tikai noteikts sniegšanās tūlums gazē. Kad tas sasniegts, α -partikula savu enerģiju pazaudē. Ta vēlreizejai ilustrācijai noder zīm. 338., kuŗš rāda



Zīm. 337.
 α -staru ceļi.



Zīm. 338.

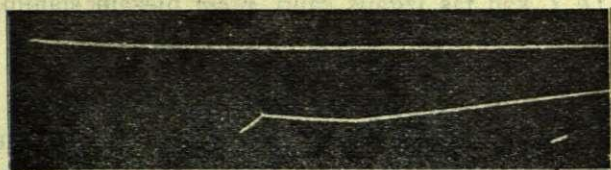
α -partikulu sniegšanās tūlums.

ir *RaC* α -partikulas sniegšanās tūlums gaisā. Pa šo ceļu viņa dod ap $2,4 \cdot 10^5$ pāru ionu. Nāk tabelē ierakstīti dažu citu vielu α -partikulu sniegšanās tūlumi *R* (gaisā):

Rad. viela	U	ThA	RaC	ThC'
$R\ cm$	2,67	5,7	6,94	8,64

Pēdējā laikā ir novēroti stari ar 14 cm sniegšanās tālumu. Vienas un tās pašas α -partikulu sugas sniegšanās tālums dažādās gazēs ir dažāds. Tā, piem., RaC partikulu tālums ūdeņradī pie atm. spiediena ir 28 cm .

Gazēs α -partikulu ceļi ir pilnīgi taisni; tas nozīmē, ka gazu molekulas nav šķērslis viņu kustībai. Bet ne vienmēr tas ir tā. Dažreiz atgadas, ka kāda no viņām, sevišķi sava ceļa galā, pēkšņi



Zīm. 339.
 α -staru izkļaide.

novēršas no taisnā virziena. Tāds gadījums redzams zīm. 339.; te α -partikula ir divreiz mainījusi savu virzienu. Šim faktam ir ārkārtīgi liela nozīme modernā fizikā, jo ar viņu stāv ciešā sakarā jautājums par α -partikulu izkļaidēšanos vielā vispārī; uz ta Rutherford's dibinājis savu atombūves teoriju (§ 331.).

§ 327. β -stari. γ -stari. β -stari ir negatīvi stari. To rāda viņu noliekšanās elektriskā un magnetiskā laukā. Ari tiešā eksperimentā par to var pārliecināties, piem., ielaižot viņas ar elektrometru savienotā Faraday'a cilindrā (skat. Perrin'a - Thomson'a metodi § 315.). Magnetiskā viņu noliekšanās ir daudz lielāka kā α -stariem. Ar stipraku magnetu viņus var saliekt gredzenā tāpat kā katodstarus zīm. 319. Tas liecinā, ka viņu neseju masas ir mazākas kā α -partikulu masas. Var domāt, ka β -staru partikulas ir negatīvie elektroni.

Katrai radioaktīvai vielai ir savs β -staru sastāvs, kas redzams no viņu noliekšanās dažādības magnetiskā laukā. Bet ari kādas noteiktas aktīvas vielas, piem., Ra β -stari nav homogeni. Ja šauru viņu kūliti laiž cauri magnetiskam laukam, kūlītis noliecas, bet līdz ar to izplešas platā „spektrā” (salīdz. zīm. 336. β, β). Te problems ir tāds pat kā kanalstaros. Tapēc ari β -staru pētīšanai ar sekmēm var lietot

§ 316. aprakstīto parabolu metodi. Tad var atrast, ka β -partikulu (β -elektronu) ātrums tiešam ir dažads — no 1.10^{10} līdz $2,998.10^{10} \frac{cm}{sec}$, t. i. no $\frac{1}{3}$ līdz $\frac{998}{1000}$ gaismas ātruma. Nekur citur reālos apstākļos mēs tādu ātrumu nesastopam.

Ari specifiskais lādiņš β -partikulām ir nedaudz dažads, bet gan ar vienām un tām pašām lieluma robežām $10^7 E. M. V.$ Tas norāda, ka viņi ir stipri radniecīgi parastiem elektroniem.

Sava lielā ātruma un ļoti mazo dimensiju dēļ β -partikulas viegli spiežas cauri dažādiem šķēršļiem. Bet biežāki vielas slāņi gan arī viņas absorbē. Tas notiek pēc optiskā pazīstamā likuma, ka staru kūļa intensitāte I , kad tas izgājis cauri x cm biežam slānim, ir

$$I = I_0 e^{-\mu x},$$

kur I_0 ir sākuma intensitāte, ar kuru kūlis vielā nonāca un e — naturalo logaritmu bāze. μ ir ņemtai absorbejošai vielai raksturīga konstante, saukta viņas absorpcijas koeficients. Noteikta ātruma β -partikulām μ dažādās vielās ir dažāds. Vienā un tanī pašā vielā, turpreti, μ dažādām β -partikulu sugām ir dažāds. Nāk. tabele rāda dažādu vielu masu absorpcijas koeficientus, kurus dabū, μ dalot ar ņemtās vielas blīvumu ρ ; kā stari ņemti tā sauktā urāna X_2 (UX_2) β -stari:

Absorbētājs	C	Al	Sb	Cu	Au	Pb
$\frac{\mu}{\rho}$	4,4	5,26	6,6	6,8	9,5	10,8

Dažādu β -staru absorpciju vienā un tanī pašā vielā — parasti alumīnijā — bieži vien ņem kā viņu pazīmi. Nāk. skaitļi to dod dažādu β -staru sugām

Rad. viela	UX_1	UX_2	Ra	RaB	RaC	RaD
μ/Al	550	14	312	13;88 890	13;53	5500

Kā redzam, dažādu β -staru absorpcija ir ļoti liela (RaB , RaD). RaB ir veselas 3 β -staru sugas ar dažādiem absorpciju koeficientiem.

Interesants ir jautājums par β -staru ionizācijas efektu. Salīdzinot ar α -stariem, šis efekts ir mazs, bet arī atkarīgs no β -partikulas ātruma. Eksperiments rāda, ka partikulas ar ātrumu $\frac{9}{10}$ no gaismas ātruma

ionizē ap 200 reizes vājaki kā α-partikulas. Ātrumam pieņemoties, ionizācijas efekts samazinās. Viņš pieaug, kad ātrums samazinās, bet tad pie apm. 0,03 no gaismas ātruma atkal samazinās. Tas rāda, ka arī β-partikula var gāzes ionizēt tikai zināmās ātruma robežās — kad viņas enerģija nav par lielu un par mazu. Tas stāv sakārā ar gāzes atoma būvi (atombūvi vispāri). Pilnīgi gaisā absorbējoties, β-partikula var dot savā ceļā ap 10.000 ionu pāru.

Ļoti interesants un teorijai svarīgs ir jau atzīmētais fakts, ka dažādu radioaktīvu vielu β-partikulu specifiskie lādiņi ir dažādi. Nākošā tabelē viņi ierakstīti blakus partikulu ātrumiem v

$v \frac{cm}{sec}$	$\frac{e}{m} E. M. V.$
$1,00 \cdot 10^{10}$	$1,77 \cdot 10^7$
$1,50 \cdot "$	$1,77 \cdot "$
$2,36 \cdot "$	$1,31 \cdot "$
$2,48 \cdot "$	$1,17 \cdot "$
$2,59 \cdot "$	$0,97 \cdot "$
$2,72 \cdot "$	$0,77 \cdot "$
$2,83 \cdot "$	$0,63 \cdot "$

No viņas redzams, ka β-partikulu specifiskais lādiņš ir atkarīgs no viņu ātruma. Pie maziem ātrumiem šis atkarības nav. Tad $\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^7 E. M. V.$ tāda β-partikula ir elektrons. Bet jo lielāks kļūst ātrums, jo vairāk $\frac{e}{m}$ samazinās; pie $v = 2,83 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}$ viņš ir tikai nepilnas 0,4 no agrākā.

Šis rezultāts ir ļoti svarīgs, jo viņš rāda, ka jēdziens par elektrona universalumu ir jamodificē. Bet kas tad viņā mainas ar ātrumu? Viens no diviem: vaj nu e , vaj m . Pirmo iespējamību pieņemt nozīmē sagāst visu elektronu teoriju. Tapēc zinātnieki ir izšķīrusies par labu otrai. Ar to nekas sevišķs lauzts netiek, jo kā jau bija rādīts § 315., elektrona masa ir nevis parastā materiālā masa, jo viņa ir tikai $\frac{1}{1830}$ daļa no H-atoma masas, bet gan tikai viņa inerce mērs. No otras puses, mēs zinām, ka elektrons savā skrējienā nes sev līdz savu elektrisko lauku, kas saistīts ar apakārtejo eteri. Tapēc

ari nav grūti iedomāties hipotezē, ka elektrona ātrumam pieņemoties, viņa lauks var deformēties tā, ka viņš sastop lielaku pretestību eterī, no kam viņa inerce pieņemas — „masa“ kļūst lielaka un specifiskais lādiņš samazinas. Tapēc saka, ka elektrona masa ir ne materiela, bet elektromagnētiska masa. Nākošā sējumā, runājot par relativitātes teoriju, būs rādīts, kāda liela loma šai hipotezei ir fizikālo notikumu izskaidrojumā. Te vēl tikai atzīmesim, ka sakaru starp augšējās tabeles lielumu dod formula

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}},$$

kur v ir elektrona un c — gaismas ātrums, m_0 — elektrona „miera-masa“ pie $v=0$. Pie $v=c$ $m = \infty$: elektrona „masa“ kļūst bezgalīgi liela.

γ -stari ir „neitrali“ stari, uz kuriem ne elektriskais, ne magnetiskais lauks nekādu iespaidu neatstāj. Ļoti maza ir viņu absorpcija, kapēc viņu spiešanās cauri vielai ir ievērojami liela. Tā, piem., gaisā viņi sniedzas līdz 150 m; pat līdz 30 cm biezai dzelzs plātei viņi iet cauri. Nāk. tabele dod RaC γ -staru absorpcijas koeficientus H dažām vielām:

Absorbētājs	Hg	Pb	Cu	Al	S	H ₂ O	Gaiss
μ	0,621	0,533	0,395	0,126	0,091	0,055	0,464 · 10 ⁻⁶

Ari γ -stari dažādām radioaktīvām vielām ir dažādi. Sek. skaitļi dod viņu absorpcijas koeficientus aluminiņā:

Rad. viela	Ra	Ra C	Io (ionijs)
μ/Al	354; 16,3; 0,27	0,40; 0,115; 0,111; 0,096; 0,0916	1088; 22,7; 0,408

Kā redzam, katrai no minētām aktivām vielām ir vairākas γ -staru sugas. Viņu absorpcijas koeficienti noder kā to raksturīgā pazīme.

Liels ir γ -staru ionizācijas efekts. Gan paši tieši viņi visu efektu nerada, bet, līdzīgi X-stariem, izsviež no dažām molekulām ļoti āši skrejošus „fotoelektronus“, kuri tad ionizāciju turpina tālāk.

Pēc savas dabas γ-stari ir līdzīgi X-stariem. Tā tad jādoma, ka arī viņi rodas elektronam pēkšņi nobremzejoties, resp. ieskrienoties. Bet spriežot pēc viņu „cietuma“, jādoma, ka šī bremzešana notiek ļoti strauji, t. i. mazās dimensijās — atoma iekšienē. Nāk. sējumā būs rādīts, kā var γ-staru viņu gaļumu izmērit un dabūt jēdzienu par šīm dimensijām. Viņas ir daudz mazakas par parastām atoma dimensijām, kas liecina, ka elektrona ātruma maiņa notiek kaut kur atoma „dziļumos“.

Kā α , tā β un γ -stari ionizē ne tikai gāzes, bet arī cietas un šķidrās vielas, izsitot no to atomiem elektronus. Šos pēdejos dažreiz sauc par sekundāriem stariem.

§ 328. Elementu periodiskā sistema. Viena no visinteresantākām vielas īpašībām ir tā, ka viņas elementu īpašības, ja tos ņem pēc rindas, periodiski atkārtojas. Tā, piem., novietojot viņus ar atomsvāriem augošā rindā, kā rādīts 412. l. p., var atrast viņu ķīmisko valenci periodiski atkārtojamies. Piem., *Li* valence ir 1, berilam *Be* 2, boram *B* 3, oglei *C* 4, *N* 5, skābeklim 6 u. t. t. līdz *Na*, no kuŗa tā sāk atkal atkārtoties, tāpat no *K* u. t. t. Valence iesākas ar 1 un beidzas ar 8, lai tad atkārtotos no jauna. Ar to visi pazīstamie elementi sakārtojas 7 horizontalās rindās — periodos un 8 vertikālās grupās (sk. 412. l. p.). Grupas tad reprezentē elementa ķīmisko valenci: vienvērtīgie alkaļi *H*, *Li*, *Na*, *K* etc ir pirmā, divvērtīgās alkaļu zemes *Be*, *Mg*, *Ca*, *Sr* otrā u. t. t. Katrā grupā ir vēl divas apakšgrupas *a*, *b*. Astotā grupā vēl ietilpst 0-grupa ar dižgāzem *He*, *Ne*, *A*, *Kr*, *X* un *Em* (emanācija), kuŗas nekādus ķīmiskus savienojumus nedod (0-valence). Tapēc dažreiz šo grupu liek 1. grupai priekšā.

Līdzī valencei mainas arī elementa „metāliskums“. Visspilgtākie metāli ir pirmās grupas elementi, mazāk otrās, trešās un ceturtais. Līdz ar grupas numuru pieņemas elementa metaloidālais raksturs. Līdzī tam arī elektrolizē pirmo grupu elementi ir elektropozitīvi, tālāko grupu elementi vairāk elektronegatīvi: arī elektropozitīvums un negatīvums elementu rindā atkārtojas periodiski.

Tāpat arī citas ķīmiskās un fizikalās īpašības, piem., atoma tilpums, kuŗu dabū, ja attiecīgās vielas atomsvāru daļa ar viņas blīvumu. Tad šī tilpuma maksimumi atkārtojas ar pilnīgi noteiktu un krasi izteiktu periodicitāti. Tapēc saka, ka elementi ir iekārtojami periodiskā sistēmā, kuŗu viņas pirmajam autoram Mendelejev'am par godu dažreiz sauc arī par Mendelejev'a sistēmu. Tāda (gan ne vairs Mendelejev'a dotā) ir redzama 412. l. p.

Elementu periodiskā sistema.

Periodi	I grupa		II grupa		III grupa		IV grupa		V grupa		VI grupa		VII grupa		VIII grupa	0 grupa				
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b						
1	1H 1,008														2He 4,00					
2	3Li 6,94		4Be 9,02		5B 10,7		6C 12,00		7N 14,008		8O 16,000		9F 19,000		10Ne 20,2					
3	11Na 23,00		12Mg 24,32		13Al 27,1		14Si 28,3		15P 31,04		16S 32,07		17Cl 35,46		18Ar 39,9					
4	19K 39,1		20Ca 40,07		21Sc 45,10		22Ti 48,1		23V 51,0		24Cr 52,0		25Mn 54,93		26Fe 55,85		27Co 58,97		28Ni 58,68	
	29Cu 63,57		30Zn 65,37		31Ga 69,9		32Ge 72,5		33As 74,96		34Se 79,2		35Br 79,92		36Kr 82,92					
5	37Rb 85,5		38Sr 87,6		39Y 88,7		40Zr 90,6		41Nb 93,5		42Mo 96,0		43—		44Ru 101,7		45Rh 102,9		46Pd 106,7	
	47Ag 107,88		48Cd 112,4		49In 114,8		50Sn 118,8		51Sb 121,7		52Te 127,5		53J 126,92		54X 130,2					
6	55Cs 132,8		56Ba 137,4		57—71 Retās zemes*)		72Hf 181,5		73Ta 181,5		74W 184,0		75—		76Os 190,9		77Ir 193,1		78Pt 195,2	
	79Au 197,2		80Hg 200,6		81Tl 204,4		82Pb 207,2		83Bi 209,0		84Po 210		85—		86Em 222					
7	87—		88Ra 226,0		89Ac		90Th 232,1		91Pa		92U 238,2									

*) Retās zemes

6	57La 139,0	58Ce 140,25	59Pr 140,9	60Nd 144,3	61—	62Sm 150,4	63Eu 152,0	64Gd 157,4	65Tb 159,2	66Dy 162,4	67Ho 163,5	68Er 167,7	69Tm 169,4	70Yb 173,6	71Lu 175,0
---	---------------	----------------	---------------	---------------	-----	---------------	---------------	---------------	---------------	---------------	---------------	---------------	---------------	---------------	---------------

Sistēmas horizontālās rindas sauc periodus. Visisakais ir pirmais periods ar diviem elementiem: H un He . Viens ir „metals“, otrs — inertā gāze. Otrā periodā ir 8 elementi, tāpat trešā: perioda sākumā ir alkalis, beigās — inertā gāze. 3. un 4. ir „lielie“ periodi ar 18 elementiem katrs. Vēl lielāks ir 6. ar 32 elementiem. Viņā ietilpst vesela grupa tā saukto „reto zemju“ elementi; viņu rinda atrodas zem tabeles 412. l. p.; septītais ir atkal īss periods.

Elementus periodiskā sistēmā iekārtojot, parasti par pamatu ņem viņu atkarību no atomsvāra. Ar to tā sakot uzsvērts vielas ķīmiskais raksturs. Bet nu izrādās, ka vielas ķīmisko īpašību periodicitāte ir tikai maza daļiņa pazīstamo fizikālo īpašību periodiskumā. Daudz fizikālas vielas īpašības ķīmiskā periodiskā sistēmā savu periodiskā rakstura izteiksmi nedabū. Te pirmā kārtā minamas optisko un jo sevišķi X -staru spektru likumības, kuŗas izteicas Balmer'a un Moseley'a likumos. Lai viņu apbrīnojamo periodisko raksturu izteiktu, ķīmiskā sistēma jāpārtaisa, ņemot par pamatu ne atomsvāru, bet elementa atoma vietu sistēmā. Tā, piem., pēc atomsvāru skalas argonam A jābūt pēc kalija K ; X -staru un optisko A un K spektru likumības, turpreti, skaidri norāda, ka argonam jābūt sistēmā pirms kalija. Tāpat tas ir ar elementiem Co un Ni , ta Te un J . Un tad izrādās, ka šādā pārļabotā rindā nav nekāda pārtraukuma elementu fizikālo īpašību periodiskumā. Tā tad ne atomsvārs, bet gan atoma numurs ir kāda elementa īpašību noteicējs.

Ar to rodas tā sakot fizikāla periodiskā sistēma, kuŗā katram elementam ir noteikta vieta, resp. numurs Z , kas ir viņa raksturīga īpašība. Ūdeņradim ir $Z=1$, helijam $Z=2$, Li $Z=3$, C $Z=6$, Al $Z=13$, Pt $Z=78$, Ra $Z=88$, U $Z=92$. To atzīmē, liekot šo numuru elementa nosaukuma priekšā: $1H$, $78Pt$, $92U$; atomsvāru tad raksta šim nosaukumam apakšā. Ar to ir uzsvērts tas, ka ne atomsvārs ir galvenais, bet atomnumurs.

Tā sastādītā periodiskā sistēmā ir 5 tukšas vietas: 43, 61, 75, 85 un 87^{te}. Šo vietu elementus mēs vēl nepazīstam. Bet viņu īpašības, piem., optiskos spektrus, mēs pazīstam: tās izteiktas ar skaitļiem 43, 61, 75 u. t. t. Kā ta ilustrāciju atzīmesim, ka elements 72 Hf (hafnijs) ir atrasts meklejot viņa, ar skaitli 72 noteikto X -staru spektru. Tapēc ir cerība, ka neilgā laikā arī šie pieci, no kopejā skaita 92 iztrūkstošie elementi tiks atrasti.

Elementa atomnumurs parasti ir puse no viņa atomsvāra $Z = \frac{A}{2}$

Bet tas tā ir tikai periodiskās sistēmas sākumā (izņemot ūdeņradi H);

piem., *C, N, O, Ca*. Jo tālaku sistemā, jo atkāpšanās no šī likuma ir lielaka. Viņas pētišana ir devusi svarīgus atbalsta punktus atomu īpašību izdibinašanā.

Toties ļoti stingrs ir sakars starp elementa atoma numuru un elektronu skaitu viņā: katrā atomā ir taisni tik elektronu, cik liels ir viņa numurs. Tā, piem., *H*-atomā ir 1, *He*-atomā 2, *Li*-atomā 3, *Al*-atomā 13, *U*-atomā 92 elektroni. To, starp citu, rāda J. J. Tomson'a uzstādītā *X*-staru izklaidešanās teorija, kuņas slēdzieni pārbaudami arī eksperimentāli.

Elementu sakārtošanās periodiskā sistemā rāda, ka vielas atomi ir būveti pēc noteikta plana. Šie būves ķieģeļi ir elektroni, kuņu kopjam negatīvam lādiņam atomā preti stāv tik pat liels pozitīvs lādiņš. Visvienkāršākā būve ir ūdeņraža atomam; tad nāk helijs. Litija atomā ir 3 „ķieģeļi“ — 3 elektroni. Kad viņiem pievienojas ceturtais, rodas berila atoms. Vēl viens elektrons no ta iztāisa bora atomu — citu sistemu ar citām īpašībām. Sestais elektrons dod oglekļa atomu. Tā tas turpinās, kamēr sistemā nav 10 elektronu; tad ir radies neona atoms *Ne*. Ar to atomu būvē itkā noslēdzas viens būves posms. Kad viņai nāk vēl klāt viens elektrons, sākas jauns posms, kuņa priekšgalā stāv *Na*-atoms. Kad tam pievienojas 12-tais elektrons, rodas *Mg*-atoms, tad *Al*-atoms u. t. t. Kad elektronu skaits ir pieaudzis līdz 18, ir radies inertās argona gāzes atoms; ar to ir noslēgts nākošais būves posms, lai ar 19 elektronu varetu sākties atkal nākošais, ar *K*-atomu priekšgalā. Tā tas turpinās, periods pēc perioda, līdz urānam.

Kā redzam, ar šādu hipotēzi ir diezgan labi izteikts vielas periodiskais raksturs. Elements ir metāls (1. grupa) tad, kad viņā tikko sākas kāds jauns būves posms — kad viņā kaut kur ir no jauna piesiets 1 elektrons. Līdz ar to viņš ir vienvērtīgs. Kad šinī jaunā būves gredzenā ir vēl otrs elektrons, elements metaliskās īpašības piepatur, bet viņas ir jau vājākas (2. grupa). Ari ķīmisku divvērtību viņš ir iegūvis. Tad nāk trešā grupa ar 3 elektroniem atsevišķi un 3 ķīmiskām valencēm. Tā tas iet līdz nākošai inertai gāzei, kuņā šis būves gredzens noslēdzas (0-valence), pēc kam sākas nākošais gredzens atkal ar atsevišķi stāvošu elektronu u. t. t. Tā arī ķīmiskās vielas īpašības viņa izskaidro. Bet jo sevišķi šī hipotēze izceļ atomnumuru vērtību: atomnumurs tanī pašā laikā ir arī elektronu skaits atomā. Tā tad viņā un ne atomsvārā ir ievērotas visas atoma būves īpatnības.

§ 329. Radioaktīvās transformācijas. Konstantes. § 325. bija minētas tikai dažas no aktīvām vielām. Patiesībā viņu skaits daudz lielāks, bet dažas no tām ir ļoti nepastāvīgas. Ir starp viņām arī tādas, kuņu mūžs ir visai īss. Bieži ir novērojams, ka kāda aktīva viela

ar noteiktām fizikalām un ķīmiskām īpašībām pamazam pazūd un viņas vietā rodas jauna, ar citām īpašībām un citu aktivitāti. Notiek itkā vienas vielas pārvēršanās otrā.

Ņemsim piemēru. Novērojumi rāda, ka tīra radija preparata tuvumā novietoti neaktīvi ķermeņi drīzā laikā top aktīvi: viņi paši sāk dod no sevis radiācijas. Šī aktivitāte ir pārejoša, viņu, piem., var no ķermeņa mehāniski notīrīt (nomazgāt). Tapēc viņu sauc par induceto aktivitāti. Viņa liecina, ka no *Ra* preparata kaut kas nāk ārā, kam arī ir radioaktīvas īpašības un kas uz apkārtejiem ķermeņiem noguldāmie padara viņus aktīvus. Sikāki pētījumi rāda, ka šī ir jau minētā radioaktīvā gāze — radija emanācija *Em*, elements ar atomskvaru 222. No kurienes viņa radās, jo ņemtais radija preparāts bija pilnīgi tīrs, bez kādiem piemaisījumiem? Nav cita izskaidrojuma, ka tas, ka emanācija ir cēlusies tieši no paša radija.

Bet arī emanācija dod induceto aktivitāti uz apkārtejiem ķermeņiem. Tā, piem., viņā kādu laiciņu tureta metāla drāts, sevišķi vēl negatīvi lādeta, iegūst ilgstošu aktivitāti. No sākuma drāts aktīvā viela ir pati emanācija, bet pēc apm. 3,8 dienām viņas vietā rodas jauna viela ar atomskvaru 218. Tas ir tā saucamais *RaA*. Bet kā tāds pēdejs tīrā veidā pastāv tikai 3 minūtes, pēc kam viņam, no viņa paša rodoties, piebiedrojas radioaktīva viela ar atomskvaru 214.

Tādus piemērus radioaktīvo vielu dzīvē var atrast ļoti daudz. Pat vēl vairāk, viņi itkā ir radioaktīvitātes saturs. Tapēc jau sen Rutherford's un Soddy ir izteikuši hipotēzi, ka radioaktīvās vielās notiek vienas vielas pārvēršanās otrā: radijs pārvēršas emanācijā, emanācija radijā *A* u. t. t. Ari pats *Ra* ir šādā transformācijas ceļā radies no urāna. Šai transformācijai vienmēr iet blakus radioaktīvā emisija. Piem., *Ra* emanācija pārvēršas *RaA*, izmetot α -partikulas: emanācijas atoms, izsviezdams α -partikulu, resp. *He*-atomu, pārvēršas par *RaA*-atomu ar atomskvaru $222 - 4 = 218$. Savukārt α -partikulas (*He*-atoms) emitedams, *RaA* pārvēršas elementā *RaB* ar atomskvaru 214, tas atkal, emitejot β un γ -stārus, pārvēršas *RaC* ar to pašu atomskvaru, bet citām īpašībām, u. t. t. Tā viela, nemitīgi transformēdamās, sairst. Kaut arī itkā pārk droša, tomēr šī transformācijas hipotēze ir viena no visvērtīgākām atziņām radioaktīvo parādību un vielas īpašību pētniecībā.

Transformēšanās ātrums dažādām radioaktīvām vielām ir dažāds. Vispārīgi viņa iet diezgan lēni. Tapēc arī parasti neviena no aktīvām vielām nekad nav viena pati, bet vienmēr kopā ar saviem produktiem. Tā, piem., radijā vienmēr ir emanācija, *RaA*, *RaB* u. t. t. Aiz ša iemesla arī viņu radiācijas vienmēr ir kompleksas. Tā,

piem., tīra emanacija dod tikai α -starus; bet tā kā viņā ir arī tās produkts RaB , kas bagāts ar β un γ -stariem, tad arī emanacija viņus emitē. Bet ir atrastas metodes, kā vienu no otras aktīvās vielas var atdalīt. Piemēram, emanāciju no radiju atdala radioaktīvo preparātu atšķaidot ūdenī un tad vārot: emanācija kā gāze aiziet un paliek tīrs radijs. Bet, saprotams, tas ir tikai uz īsu brīdi, jo tūlīt daži no radija atomiem transformējas emanācijā. Tāpat arī citos gadījumos aktīvās vielas var uz īsu laiku vienu no otras atšķirt. Ar to ir dota iespēja pētīt viņas individuēli.

Te visinteresantākie ir divi jautājumi: kādas ir ņemtās tīrās vielas radiācijas un kā norisinās viņas transformēšanās. Uz pirmo jautājumu dod atbildi jau agrāki aprakstītās ionizācijas, fotografiskās un krustoto, resp. elektriskā un magnetiskā lauka metodes. Uz otro var atrast atbildi mērojot rādītājus jaunās vielas aktivitātes pieaugšanu, resp. vecās aktivitātes krišanos.

Kā piemēru ņemsim uranu. Parasti viņš dod kā α , tā β -starus. Bet ja viņa nitrātu apstrādā ķīmiski, pieliekot tam, piem., kādu dzelzs savienojumu un tad amonkarbonātu, var no viņa atdalīt vielu, kas emitē tikai β -partikulas. Palikušais urāns šķīdumā tanī brīdī dod tikai α -starus. Tas rāda, ka β -starus arī agrāki ir devis ne urāns pats, bet kāds viņa transformācijas produkts. Šo produktu sauc „urāns X“ (UX).

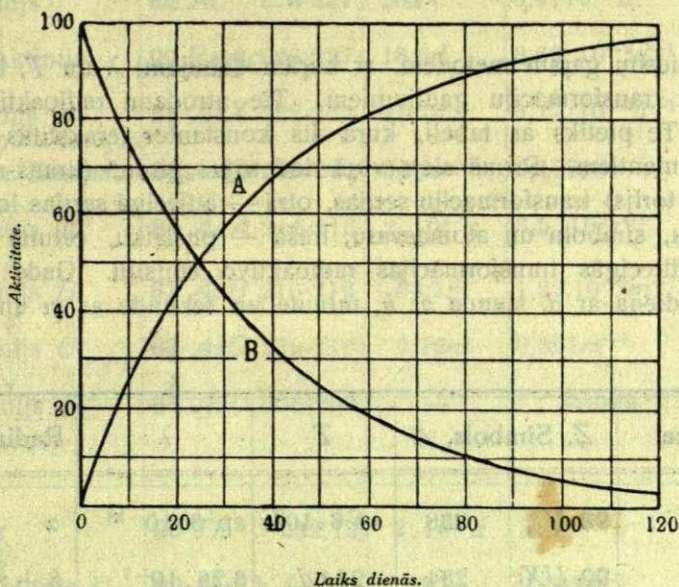
Ar šo pašu brīdi urāna β -emisija sāk pieņemties, kas liecina, ka viņā atkal attīstas UX no jauna. 24 dienās viņa sasniedz jau pusi no agrākās urāna β -emisijas intensitātes, vēl pēc 24 dienām $\frac{3}{4}$, tad nākošās 24 dienās $\frac{7}{8}$ no agrākās u. t. t. To grafiski attēlo likne A zīm. 340., kurā laiks (dienās) ņemts abscisu, aktivitāte — ordinātu virzienā. Pieņemot acimredzamo proporcionalitāti starp β -emisijas intensitāti un attīstīto UX daudzumu, varam teikt, ka likne A attēlo urāna transformācijas likumu.

Tāpat tālāk transformējas dzelzs karbonātā ietvertais UX , pie kam viņa β -emisija arvienu kļūst vājāka. Arī viņa 24 dienās samazinās uz pusi, vēl pēc 24 dienām uz $\frac{3}{4}$, 72 dienās uz $\frac{7}{8}$ no agrākās vērtības, u. t. t. Grafiski to rāda likne B zīm. 340. Ta tad arī te transformēšanās likums ir tas pats: no sākuma aktivitāte mainās strauji, tad lēnāki, kamēr beidzot iestājas stacionārs stāvoklis.

Radioaktivitāte ir atomi p a š i b a, jo viņa ir pilnīgi neatkarīga no ārejiem apstākļiem (temperatūras), kā arī no tā, kādā savienojumā domātā aktīvā viela ieiet. Tapēc U un UX savas īpatnējās transformācijas piepatur arī tad, kad viņi kopā sajaukti. No tā tad saprotams, ka vielā, ko mēs saucam par „urānu“, ar laiku iestāsies brīdis, kurā

kādā laika sprīdī tikpat UX radīsies, cik viņa jaunā transformācijā pazūd. Tad saka, ka „urans ir līdzsvarā ar savu produktu UX ”.

Tādas pat ir arī citu aktīvo vielu transformācijas. Tapēc zīm.340. līknes ir arī šo transformāciju vispārejs raksturojums. Viņu var izteikt



Zīm. 340.
Transformācijas likums.

ari analītiski. Ja ar q apzīmesim patlaban esošo aktīvās (transformējošās) vielas daudzumu kādā mirklī t , tad bezgala īsā laikā dt šis daudzums mainīsies par dq ; tad ir vietā Rutherford'a un Soddy jau sen formulētais likums:

$$dq = -\lambda q dt,$$

ka aktīvās vielas transformācija ir proporcionāla viņas patreizējam daudzumam. Te λ ir proporcionalitātes faktors, katrai vielai savs. Viņu sauc par radioaktīvo konstanti. Šo vienādību integrējot, dabūjam

$$q = q_0 e^{-\lambda t},$$

kur q_0 nozīmē ņemtās aktīvās vielas daudzumu līdzsvara gadījumā. Viņa rāda, kā mainās vielas aktivitāte ar laiku.

Parasti par kādas vielas transformācijas raksturojumu ņem nevis konstanti λ , bet to laiku $t = T$, kurā puse no visas vielas ir transformējusies. T sauc „puslaiku“. Tad viņš

$$T = \frac{1}{\lambda} \lg 2 = \frac{0,693}{\lambda}.$$

Te paiesim gaļam metodem, ar kurām dabujami λ un T , kā ari atsevišķiem transformaciju gadījumiem. Tie atrodami radioaktivitatu grāmatās. Te pietiks ar tabeli, kurā šīs konstantes ierakstītas pazīstamiem elementiem. Pirmā sleja viņā dod triju „ģintu“ (urans-radijs, aktīnijs un torijs) transformaciju serijas, otrā — attiecīgā serijas locekļa atomnumuru, simbolu un atomasvaru, trešā — puslaiku, ceturtā λ un piektā — attiecīgās transformācijas radioaktīvo emisiju. Gads apzīmets ar a , diena ar d , stunda ar h , minute un sekunde ar m un s .

Substance	Z, Simbols, A	T	λ	Radiācija
Urans	92 U 238	ap $6 \cdot 10^9 a$	ap $3 \cdot 10^{-18}$	α
↓				
Urans X	90 UX 234	24,6d	$3,26 \cdot 10^{-7}$	$\beta + \gamma$
↓				
Ionijs	90 Io 230	$9 \cdot 10^4 a$	$7,7 \cdot 10^{-6} a^{-1}$	$\alpha + \gamma$
↓				
Radijs	88 Ra 226,0	1580a	$4,38 \cdot 10^{-4} a^{-1}$	$\alpha + \beta + \gamma$
↓				
Radija-Emanac.	86 Em 222	3,85d	$0,180 d^{-1}$	α
↓				
Radijs A	84 RaA 218	3,05m	$0,227 m^{-1}$	α
↓				
Radijs B	82 RaB 214	26,8m	$2,59 \cdot 10^{-2} m^{-1}$	$\beta + \gamma$
↓				
Radijs C	83 RaC 214	19,5m	$3,55 \cdot 10^{-2} m^{-1}$	$\alpha + \beta + \gamma$
↓				
Radijs D	82 RaD 210	16a	$4,33 \cdot 10^{-2} a^{-1}$	$\beta + \gamma$
↓				
Radijs E	83 RaE 210	4,85d	$0,143 d^{-1}$	$\beta + \gamma$
↓				
Radijs F	84 RaF 210	136,5d	$5,08 \cdot 10^{-3} d^{-1}$	$\alpha + \gamma$
↓				
Radijs G (Svins)	82 RaG 206,0	—	stabilis	—

Substance	Z, Simbols, A	T	λ	Radiācija
Protaktinījs	91 Pa ²³⁰⁻²³¹ 226-227	1,2 · 10 ⁴ a	6 · 10 ⁻⁵ a ⁻¹	α
↓				
Aktinījs	89 Ac 226-227	20a	3,4 · 10 ⁻² a ⁻¹	β
↓				
Ra-Aktinījs	90 RaAc 226-227	18,9d	3,66 · 10 ⁻² d ⁻¹	$\alpha + \beta + \gamma$
↓				
Aktinījs X	88 AcX 222-224	11,2d	6,17 · 10 ⁻² d ⁻¹	α
↓				
Aktin.-Emanac.	86 AcEm 218-220	3,92s	0,177s ⁻¹	α
↓				
Aktinījs A	84 AcA 214-216	2 · 10 ⁻³ s	3,5 · 10 ² s ⁻¹	α
↓				
Aktinījs B	82 AcB 210-212	36,1m	1,92 · 10 ⁻² m ⁻¹	$\beta + \gamma$
↓				
Aktinījs C	83 AcC 210-212	2,16m	0,321m ⁻¹	$\alpha + \beta$
↓				
Aktinījs D (Svins)	84² AcD 206-208	—	stabils	—
Torijs	90 Th 232,12	2 · 10 ¹⁰ a	3 · 10 ⁻¹¹ a ⁻¹	α
↓				
Mezotorijs I.	88 MsTh I 228	6,7a	0,103a ⁻¹	β
↓				
Mezotorijs II.	89 MsTh II 228	6,2h	0,112h ⁻¹	$\beta + \gamma$
↓				
Rad.-Torijs	90 RdTh 228	1,90a	0,365a ⁻¹	$\alpha + \beta$
↓				
Torijs X	88 ThX 224	3,64d	0,190d ⁻¹	α
↓				
Tor.-Emanac.	86 ThEm 220	54,5s	1,27 · 10 ⁻² s ⁻¹	α
↓				
Torijs A	84 ThA 216	0,14s	4,95s ⁻¹	α
↓				
Torijs B	82 ThB 212	10,6h	6,54 · 10 ⁻² h ⁻¹	$\beta + \gamma$
↓				
Torijs C	83 ThC 212	60,8m	1,14 · 10 ⁻² m ⁻¹	$\alpha + \beta$
↓				
Torijs D (Torija svins)	82 ThD 208	—	stabils	—

Radioaktīvo vielu transformēšanās.

Kā no tabeles redzams, vielas sabrukums iet pa trim līnijām. Pirmā sākas ar urānu un beidzas ar vielu, kuŗa identiska ar parasto svīnu. Tā tad svīns ir urāna desintegrācijas produkts. Tāpat ar svīnu beidzas aktīnija un torija sērijas. Svīns ir radioaktīvo vielu beigu produkts.

§ 330. Aktivās vielas periodiskā sistēma. Izotopi. Tagad interesanti apskatīt radioaktīvās vielas no Periodiskā Likuma viedokļa. Praktiski gan tas ir diezgan grūti, jo tam nolūkam jāzin viņu atomsvāri, rep. atomskaitļi. Bet daudzas no aktīvām vielām ir dabujamas tikai tik nēcīgos daudzumos, ka parastās ķīmiskās analīzes metodes pielietot nevar. Tapēc te jāiet citi ceļi. Pirmāis no tiem — aktīvo vielu radiāciju pētīšana. Tiešām — ja, piem., *RaEm* atoms ceļas no *Ra* atomā, kuŗa atomsvārs ir 226, tam α -partīkulu, resp. *He*- atomu emitejot, tad sagaidāms, ka emanācijas atomsvārs būs 222. Tāpat sagaidāms, ka *RaA* atomsvārs būs $222 - 4 = 218$, u. t. t. Vispāri sagaidāms, ka katras α -transformācijas produkta atomsvārs būs par 4 vienībām mazāks par iepriekšējo. Tā tad pētot α -emisijas, var kaut cik orientēties aktīvo vielu atomu masu attiecībās.

Mazāk tam nolūkam var nodēret β -radiācijas, jo elektronam nekāda iespaids uz atoma masu nav. Bet no atoma aiziedāms, β -elektrons viņa īpašības tomēr maina; tapēc arī viņu var ņemt palīgā aktīvo vielu īpašības pētīt. Un te nu Soddy ir ievērojis likumu, ka aktīvo vielu sērijās katra α -emisija attiecīgo sērijas locekli atdzēn par divām vietām periodiskā sistēmā atpakaļ, katra β -emisija — par vienu vietu uz priekšu. Šim likumam nav izņēmumu. Tas redzāms no sek. tabeles (421. l.p.), kuŗā ar resnām horizontālām bultām apzīmēta α -transformācija, ar tievām slīpām — β -transformācija.

Urāna atoms (viņa pilns nosaukums ir *UI*), pazaudejis vienu α -partīkulu, pārvēršās *UX₁* un līdz ar to pārlec no 92. uz 90. vietu periodiskā sistēmā. *UX₁*, kā jau bija minēts, emitē tikai β -stārus, pārvēršoties *UX₂*. No tam viņš pāriet no 90. vietas uz 91., bet viņa svārs paliek agrākāis. Tāpat tas ir ar *UX₂*, kuŗš β -emisijā pāriet no 91. vietas uz 92., paliekot par *UIII* atomu. Pēc tam nāk vesela rinda α -transformāciju ar 4 svāru vienību zaudēšanu un regulāriem lēcieniem — pa divām vietām atpakaļ. Tā tas iet līdz *RaB* ar 82. vietu un at. svāru 224, kad atkal sākas β -emisija un līdz ar to lēcieni pa vienai vietai uz priekšu.

Tāpat tas ir arī aktīnija un torija sērijās. Tapēc Soddy likums, kā visai precīzs, daudzreiz ir nodērigs aktīvo vielu vietas noteikšanā periodiskā sistēmā.

III grupa	IV grupa	V grupa	VI grupa	VII grupa	VIII (0) grupa	I grupa	II grupa	III grupa	IV grupa	V grupa	VI grupa
	<i>RaG</i> 206 (Svins)	$\xleftarrow{\alpha}$	<i>RaF</i> 210 (Polonijis)								
		$\xrightarrow{\beta}$	<i>RaE</i> 210						\nearrow β -transformacija		
	<i>RaD</i> 210	$\xleftarrow{\alpha}$	<i>RaC'</i> 214						$\xleftarrow{\alpha}$ α -transformacija		
		$\xrightarrow{\beta}$	<i>RaC</i> 214								
	<i>RaB</i> 214	$\xleftarrow{\alpha}$	<i>RaA</i> 218	$\xleftarrow{\alpha}$	<i>RaEm</i> 222	$\xleftarrow{\alpha}$	<i>Ra</i> 226	$\xleftarrow{\alpha}$	<i>Io</i> 230		
										$\xleftarrow{\alpha}$	<i>UII</i> 234
										$\xrightarrow{\beta}$	
										<i>UX₂</i> 234	
									<i>UX₁</i> 234	$\xleftarrow{\alpha}$	<i>UI</i> 238
										$\xrightarrow{\beta}$	
Z =	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92

Urana serijas transformacija.

Augšējā tabelē izteicas vēl viena reti interesanta un vērtīga aktīvo vielu īpašība. Kā redzam, starp viņām ir tādas, kuņas, ar dažādiem atomsvāriem būdamas, ieņem vienu un to pašu vietu periodiskā sistēmā. Tā, piem., 82. vietā stāv *RaB* ar at. sv. 214, *RaD* ar at. sv. 210 un *RaG* (svins) ar at. sv. 206. Šīm vielām ir dažādi atomsvāri, bet vienādas ķīmiskas īpašības, piem., valence, jo visas viņas pieder vienai un tai pašai grupai (IV). Tāpat vienu un to pašu vietu (84.) ieņem VI grupas vielas *RaA*, *RaG* un *RaF* (polonijs) — arī ar dažādiem atomsvāriem, bet vienādām ķīmiskām īpašībām. Šādas vielas ir nosauktas par izotopiem. *RaD*, *RaB* un *RaG* ir izotopi; tāpat izotopi ir, piem., *UX*, un *I_o*, *UI* un *UII*.

Arī aktīnija un torija serijās ir izotopi. Tā, piem., *RaTh* un *Th*. Bet izotopi var būt arī dažādu seriju locekļi. Tādi, piem., ir *RaF*, *ThC*, *AcA* un *RaA*. Tie ir 84. vietas elementi ar dažādiem atomsvāriem, bet vienādām ķīmiskām un daudzām vienādām fizikalām īpašībām.

Tanī pašā tabelē mēs ieraugam arī izobarus — vielas ar vienādiem atomsvāriem, bet dažādām īpašībām, resp. vietas periodiskā sistēmā. Tādas rodas pie tīras β -transformācijas. Piem., *RaB*, *RaC* un *RaC'* ir vielas ar vienu un to pašu atomsvāru 214, bet dažādām īpašībām, jo katra no tām pieder savai grupai periodiskā sistēmā. Izobari ir arī *UX₁*, *UX₂* un *UII*; tāpat *RaD*, *RaE* un *RaF*. Un arī aktīnija un torija serijās ir izobari, tāpat starp dažādu seriju locekļiem. Tā, piem., *RaA* un *AcEm* ir izobari ar kopeju atomsvāru 218.

Viegli saprotams, ka ieraudzījuši izotopus un izobarus, mēs esam spēruši ievērojamu soli uz priekšu dīvaino radioaktīvo parādību izpratnē. Viņu pētīšana var vest mūs daudz tuvāk vielas problema atrisinājumam vispārī. Bet viņu individuēlai izpētīšanai ir grūtības ceļā, jo ar parastām ķīmiskām metodēm viņi viens no otra nav atdalāmi. Tāpat te neder parastās spektrālnalīzes metodes, jo izotopiem ir vienādi arī optiskie un *X*-staru spektri. Bet viņu atommasas ir dažādas. Tapēc te jāņem palīgā tie gadījumi, kur kādā fizikalā parādībā šīs masas kaut kā tieši izteicas. Tas notiek, ja viņus kā ionus laiž cauri magnetiskam un elektriskam laukam.

§ 316. jau bija aprakstīta J. J. Thomson'a elegantā paralelo lauku metode anod- un kanalstaru pētīšanai. Pētāmo staru kūlīti laiž cauri elektriskam un magnetiskam laukam, kuņu intensitātes vērstas paraleli. Tad viens no viņiem kūlīti noliec vienā, otrs — šīm perpendikularā virzienā, ko fiksē ar fotografisku plati. Ja kūlīti ir ioni

rāda Aston'a dabūtos „masu spektrus“ gazem *Ne*, *Cl*, *A*, *Kr* un *Xe*. Viņos redzamās „linijas“ ir minētās parabolas, tikai ne visā savā gaļumā rādītas, bet šaurā abscīsu intervalā, kādas dabū, ja viņas pārklāj ar papīru, kuļa kādā vietā izgriezta šaura sprauga.

Šie „spektri“ ir ļoti interesanti. Tā, piem., pirmais no viņiem rāda, ka neons nav vis homogēna viela ar atomsvāru 20,2, kā to parasti raksta tabelēs, bet gan dažādu izotopu maisījums, ar atomu masām no 15 līdz 40. Vēl komplicētāks ir nākošais elements chlors: viņš samaisīts no „dažādiem chloriem“ ar ļoti dažādām atomu masām. Tāpat arī gāzēs *A*, *Kr*, *Xe* un vispāri visām vielām ar „nelīdzeniem“ atomsvāriem. Visas viņas ir ne „tīras“, bet maisījumi: chlors ir vairāku „chloru“, neons vairāku „neonu“ maisījums etc. „Tīri“ elementi ir tikai tie ar „līdzeniem“ atomsvāriem, piem., *N* (14), *O* (16,00), *F* (19,00) u. c.: Aston'a aparatā viņi dod tikai vienu parabolu: viņos izotopu nav.

Ši masu spektru, resp. parabolu metode ir ārkārtīgi jūtīga; ar viņu atrodami pat visvājākie izotopi. Tapēc arī viņa ir pilnīgi droša; droši arī ar viņu dabūtie rezultāti. Nākošā tabelē ierakstīti Aston'a līdz šim dabūtie skaitļi:

Atom- numurs	„Elements“	Atom- svārs	Izotopi*)
1	Ūdeņradis	1,008	1,008
2	Helijs	4,00	4
3	Litijs	6,94	7; 6
4	Berils	9,1	9
5	Bors	10,8	11; 10
6	Ogļradis	12,00	12
7	Slāpekļis	14,00	14
8	Skābekļis	16,00	16
9	Fluors	19,00	19
10	Neons	20,2	20; 22; 21 ?
11	Natrijs	23,00	23
12	Magnezijs	24,32	24; 25; 26
14	Silīcijs	28,3	28; 29; 30 ?
15	Fosfors	31,04	31
16	Sērs	32,07	32
17	Chlors	35,46	35; 37; 39 ?
18	Argons	39,9	40; 36

*) Izotopu patiesībā ir mazāk, kā masu spektros redzamo līniju skaits, jo starp tām ir dažu pamatlīniju daudzkārtņi.

Atom- numurs	„Elements“	Atom- svars	Izotopi
19	Kalijs	39,10	39; 41
20	Kalcijs	40,07	40 ? ; 44 ?
26	Dzelzs	55,85	56; 54 ?
28	Niķelis	58,68	58; 60
30	Cinks	65,37	64 ? ; 66 ? ; 68; 70 ?
33	Arsens	74,96	75
35	Broms	79,92	79; 81
36	Kriptons	82,92	84; 86; 82; 83; 80; 78
37	Rubidijs	85,5	85; 87
50	Alva	118,7	120 ;118; 116; 124; 119; 117; 122; 121 ?
53	Jods	126,92	127
54	Ksenons	130,20	129; 132; 131; 134; 136; 128; 130
55	Cezijs	132,8	133
80	Dzīvsudrabs	206,6	197-200 ? ; 202; 204

Te vēl reiz uzsveņams, ka „līdzeno“ (veselo) skaitļu elementi izotopus nedod; viņu nav arī tad, ja nelīdzenumam nav liels, piem., fosfors, sērs, arsens, jods. Bet jo sevišķi atzīmejams fakts, ka visu izotopu atomu masu skaitļi ir veseli skaitļi. Tas rāda, ka atomsvaram neveselie skaitļi tiešām ir maisījuma rezultāts.

Pēdējā laikā ir atrastas arī dažas citas metodes izotopu izolācijai. Mēs aiziešu par tālu, ja viņas te gribēsim aprakstīt.

§ 331. Atoma modelis. Rutherford'a hipoteze. Jēdziens par izotopismu kā „nelīdzeno“ atomsvaru vielu vispārīgo īpašību ir vēl diezgan jauns — Aston'a darbi iesākās tikai ar 1919. g. Bet daudz ko viņš jau palīdzējis vielas problēmā noskaidrot. Starp citu viņš rādījis, ka atomsvaram nav vielas visraksturīgākā īpatnība, bet gan nējauša maisījuma rezultāts. Patstāvīgi eksistējošie un īpatņie vielas indivīdi ir izotopie elementi ar veseliem atommasu skaitļiem. Līdz ar to ir kļuvis skaidrs, ka nē ķīmiskās īpašības ir vielas būtības izteicejas. Tā tad par daudz līdz šim ir tikusi uzsvērtā vielas ķīmiskā daba. Vielā vēl ir kas svarīgāks: tas ir viņas atoma fizikalā būve.

Šai būvei jābūt visai komplicētai; uz to norāda minēto faktu pārpilnība un dažādība. Fizikālo un ķīmisko notikumu cēloņus meklejot mēs gandrīz visos gadījumos nonākam līdz atoma strukturai. Vaj tie būtu molekulārie spēki, ionizācijas un disociācijas parādības, gaismas emisija, magnetiskās parādības, ķīmiskā afinitāte, radioaktivitāte,

izotopisms — to sākums vienmēr atrodams atomā un viņa būvē. No ta redzams, ka tai teorijai, kuŗa šās būves schemu gribetu dot, jābūt ļoti plašai; līdz ar to viņai var būt ļoti daudz grūtību ceļā.

Atomfiziku var iedalīt divās daļās. Pirmā daļā var ievietot tās parādības, kuŗas mēs varam no ārienes iespaidot. Tā, piem., noteiktam atomam mēs varam likt ieiet vienā vaj otrā savienojumā, emitēt šādu vaj tādu gaismu (kā par to būs runa optikā: tā saucamie „loka spektri“ un „dziirksteles spektri“). Atomu var ionizēt vienreiz, tad divreiz, trīsreiz; viņa magnetisko momentu var — kaut arī šaurās robežās — mainīt (diamagnetisms, paramagnetisms). Pie otrās pieder tās parādības, kuŗas no ārejiem apstākļiem ir pilnīgi neatkarīgas. Te pirmā vietā minamas radioaktīvās parādības, kuŗas mēs nekā iespaidot nevaram. Ne temperatūru mainot, ne elektriskā laukā, ne mehaniski mēs radioaktīvās vielas transformāciju nevaram ne paātrināt, ne pagausināt. Viņas notiek pašas no sevis, bez kāda iespada no ārienes. Tapēc ir dabiski domāt, ka pirmās norisinas atoma ārienē, otrās — atoma „dziļumā“. Pirmo šūpulis ir pieejamaks, otro — vairak aizsargats, noslēpts. Tā domā, ka runā par atoma „ārienes“ fiziku un „iekšienes“ fiziku. Pie „ārienes“ fizikas pieder arī ķīmija.

Katrai atomteorijai jāiziet no eksperimentālā fakta, ka atomā vienados daudzumos ir pozitīvā un negatīvā elektrība. Negatīvā tur ir elektronu, pozitīvā — vaj nu mums nezināmā, vaj α -partikulu veidā. Elementos ar zemu atomu numuru elektronu ir maz; vispāri, kā jau minēts, elektronu skaits atomā ir tāds, kāds ir viņa numurs periodiskā sistēmā. Un teorijas pirmais uzdevums nu ir — atrast, kā abas elektrības atomā saistas. Tas nav viegls uzdevums, jo šī saistība smagos elementos, piem., uranā, kuŗa atomā ir 92 elektroni, var būt ļoti komplicēta.

Kā pirmais atoma struktūras modeli mēģinājis dot J. J. Thomson's. Atomu viņš domā kā pozitīvās elektrības sferu, pa kuŗas tilpumu noteiktā konfigurācijā izkaisīti viņa elektroni. Šī konfigurācija dibinas uz ta spēku līdzsvara, kuŗš rodas starp pozitīvās sfēras un elektronu atrakciju no vienas un elektronu savstarpejo repulsiju no otras puses. Še nav vieta sīkaki iztirzāt šī modeļa būvi. Minesim tik, ka vislabāki viņš izskaidro vielas ķīmiskās īpašības (valēnci). *H*-atomā ir viens elektrons, *He*-atomā 2, *Li* 3, *Be* 4, *B* 5 u. t. t. Pozitīvā sfērā viņi dod noteiktu konfigurāciju, piem., *Li* trīsstūri, *Be* četrstūri vaj tetraedru u. t. t., kuŗa paliek jo komplicētāka un nestabilāka, jo tālāki periodiskā sistēmā atoms atrodas. Liekot pamatā *Coulomb*'a likumu, var aprēķināt, ka sākot ar noteiktu elektronu skaitu atomā viņi vienā gredzenā ap sfēras centru nevar palikt, kāpēc dažī (no sākuma 1,

tad 2 u. t. t.) no viņiem rada otro gredzenu. Tad rodas trešais, ceturtais, u. t. t. To var vest sakarā ar ķīmisko īpašību (valences) periodicitāti.

Tomēr optisko faktu izskaidrojumam šis Thomson'a statistiskais atoma modelis maz noderīgs; sevišķi X -staru optikā novērotie fakti (Moseley'a likums) viņā nevar atrast izskaidrojumu. Tapēc tagād viņa vietu aizņēmis sera E. Rutherford'a priekšā liktais dinamiskais modelis.

Rutherford's iziet no fakta, par kuŗu jau minets § 326., ka α -partikulas, spiezdāmās cauri vielai, dažreiz anormali nokļūst no sava taisnā ceļa. Vispāri šī nokļūšana ir niecīga, jo α -partikulu enerģija ir visai liela, kapēc viņas viegli pārvar sastaptos šķēršļus. Bet dažām no viņām nokļūšana pagadas nesamērīgi liela. Tā, piem., ejot cauri plānam zelta slānim, dažas partikulas novēršas no sava taisnā ceļā par 60, 90 un pat 150°. Tas gadas reti, pavisam nejauši, un liecina, ka α -partikulai nejauši ceļā pagadas ļoti liels šķērslis, kas viņu ne tikai ka var novērst, bet pat gandrīz atsist atpakaļ. Rutherford's nu saka, ka tas notiek tad, kad pozitīvi lādētā α -partikula nejauši nonāk ļoti tuvu atoma pozitīvai elektrībai (lādiņam). Un tā kā tas notiek ļoti reti, tad tas nozīmē, ka šī pozitīvā lādiņa dimensijas ir mazas — daudz mazakas par „atoma“ dimensijām. Tā Rutherford's nonāk pie slēdziena — preteji Thomson'a domai — ka atoma pozitīvā elektrība ir sakoncentreta nelielā tilpumā.

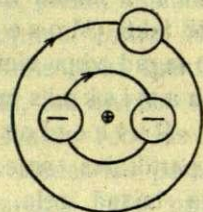
To pašu var atrast, ja izrēķina, kadai jābūt ta spēka lauka intensitātei, kuŗš zinamas enerģijas α -partikulu var atmetst par 150°. Ja šinī laukā (atomā) domā esam vietā Coulomb'a likumu, tad iznāk, ka atstātumam starp lauka avotu un α -partikulu kolizijas brīdī jābūt ne lielakam par $10^{-13}cm$, t. i. ap 100000 reizes mazakam par atoma radiusu ($10^{-8}cm$). Tā tad tiešām — atoma pozitīvais lādiņš jāņem ļoti niecīgu tilpumu.

Šo pozitīvo lādiņu Rutherford's nu domā esam atoma centrā. Tas ir atoma kodols, ap kuŗu nostājušies atoma elektroni. Viņā ietilpst arī atoma „masa“. Elektroni stāv no kodola „milzīgā“ (relatīvi) atstātumā, tā ka viņu tiešām var uzlūkot kā punktu atoma centrā. Bet tad elektroni var būt stabilā konfiguracijā tikai tad, kad viņi ap kodolu riņķo, kā, piem., to dara planetes ap sauli. Tā rodas atoma dinamiskais modelis, kuŗam liela līdzība ar saules sistemu.

Visvienkāršākais viņš ir ūdeņradim, kuŗā ap pozitīvo kodolu riņķo viens elektrons. Helija atomā, ap 2-reiz pozitīvi lādētu kodolu

(α -partikulul) riņķo divi negatīvi elektroni. Dabiski pieņem, ka viņi uz kopejās orbitas stāv simmetriski. *Li*-atomā ir 3 elektroni. Bet viņa stabilitate prasa, lai elektroni riņķotu pa divām orbitām, kā to rāda zīm. 342.: pa iekšējo divi, pa ārejo viens. Nākošam — *Be*-atomam ir 4 elektroni — 2 iekšējā, divi āreajā orbitā.

Ar katru tālako vietu periodiskā sistemā nāk āreajā orbitā klāt viens elektrons, resp. viens pozitīvs lādiņš kodolā. Tā tas turpinas līdz *Ne*, kad āreajā orbitā uzkrājušies 8 elektroni. Ar to āreajā orbita ir piesātināta, kapēc nākošais elektrons sāk riņķot pa trešo orbitu. Tad viņam piebiedrojas otrs, tad trešais u. t. t., kamēr ar argona atomu arī trešā orbita nepiesātinās. Pēc tam ar *K*-atomu sākas 4 orbita ar vienu elektronu u. t. t.



Zīm. 342.
Li-atoma modelis.

Tā tas iet, kamēr visi 92 elektroni nav novietojušies noteiktās orbitās. Ar to tad periodiskā sistema ir piepildīta.

Ari šo modeli mēs varam tikai pavirši atzīmet. Kvalitatīvi viņš labi izskaidro periodisko likumu. Kā no sacītā redzams, viela ir vienvērtīga (valence = 1), kad viņas atoma āreajā orbitā ir viens elektrons (*H*, *Li*, *Na*, *K* etc.); divvērtīgām vielām (valence = 2) āreajā orbitā ir 2, trīsvērtīgām 3 elektroni u. t. t. Tā tad ārejās orbitas elektroni ir „ķīmiskie“ jeb „valences elektroni.“ Tāpat labi kvalitatīvi izskaidrojamas arī magnetiskās vielas īpašības, piem., „molekulāro magnetu“ (§ 259.) rašanās: pa savu orbitu nepārtraukti riņķojošais elektrons ir ekvivalents riņķa strāvai un magnetiskam dubultslānim (§ 246.) Tas ir magnets, par kuŗu bija runa § 259.

Bet jo sevišķi auglīga Rutherford'a hipoteze ir bijusi optisko parādību izskaidrojumā. Kombinēta ar N. Bohr'a hipotezi, viņa gandrīz visā pilnībā dod optisko un *X*-staru spektru izcelšanās un absorpcijas parādību aprakstu. Par to jo sīki būs runa nāk. sējūnā — Optikā. Te tikai vēl minesim, ka absorbējot enerģiju no ārienes, elektrons atomā var pārlekt uz citu — „augstāku“ t. i. vairāk ārejo orbitu. Kad nākošā brīdī viņš lec atpakaļ, viņš ap sevi rada elektromagnetisku impulsu — vaj nu gaismas, vaj *X*-staru vilni — atkarībā no lēciena lieluma. Jo gaŗaks ir lēcienš, jo īsaks ir emitētais vilnis. Kad absorbētā enerģija ir liela, elektrons var izlekt no atoma pavisam ārā: tas ir fotoelektriskais efekts, resp. atoma ionizācija. Tā tad ionizētu atomu var uzskatīt kā elektrisku saules sistemu, kuŗai atrauta viena vaj vairakas planetes — elektroni.

Atoma masa un pozitīvais lādiņš atrodas viņa kodolā ar dimensijām 10^{-13} cm. Var būt, ka arī šim pozitīvajam lādiņam ir atomiska

struktūra — varbūt, ka arī viņš salikts no pozitīviem elektroniem. Bet izdabūt tos no turienes mēs neprotam. Tikai dažām vielām — radioaktīvā procesā viņi kā divreiz ionizēti *He*-atomi — α -partikulas nāk no turienes ārā, nesot sev līdz milzīgus enerģijas daudzumus. Tas liecina, ka arī kodola struktūra nav vienkārša un ka tur valdošie spēki (elektriskie lauki) ir kolosāli. Tā arī Rutherford'a atoma modeli dabū atspoguļojumu šī § sākumā dotais atomfizikas iedalījums „ārejā” un „iekšējā”. Pirmā ir elektronu, tā sakot „planētu fizika”, otrā — „saules” jeb kodola fizika. Zinatnes tālakais uzdevums ir noskaidrot šo divu fizikālo pasaulu tuvākās attiecības.

§ 332. Atomu mākslīga desintegrācija. Radioaktīvās vielās notiekošos atomu desintegrācijas procesus no ārienes mēs nevaram iespaidot. No ta spriežam, ka viņi norisinās kaut kur atoma „dziļumos” — kodolā. Tā tad kodols ir α un β -partikulu avots. Bet tas tad arī rāda, ka viņa būve ir visai komplicēta un ka viņā esošie spēka lauki ir nepieredzēti intensīvi. Tiešam — ja α -partikulai, t. i. divreiz lādētam *He*-atomam mēs gribētu likt skriet ar ātrumu $v = 10^9 \frac{cm}{sec}$, ar kādu viņa patiesībā nāk no atoma ārā, tad būtu vajadzīgs laist viņu cauri 10^6 voltu lielai potenciālu diferencei. Ņemot vērā kodola dimensijas ($10^{-13} cm$) — un tikai šinīs dimensijās α -partikula arī ieskrienas — var izrēķināt, ka α -partikula izskrējusi cauri laukumam ar intensitāti ap $10^{19} \frac{Volt}{cm}$. Tādam tad arī jābūt ārejam laukumam, ar kuŗu α -partikulu no atoma gribēsim izdzīt. Tas tālu pārsniedz to, ko mēs praksē varam sasniegt.

Tāpat tas ir ar β -partikulām. Ari viņu skrējieni, resp. ātrums liecina, ka atoma kodolā valda ārkārtīgi spēki. Ap 6 — 10 miljonu voltu ir vajadzīgs, lai β -partikulu no atoma kodola iztriektu. Tā atoma mākslīga desintegrācija stāv itkā ārpus iespējamības robežam.

Tomēr bez izredzēm te mēs nepaliekam. Gan smago elementu radioaktīvo sabrukumu iespaidot, resp. paātrināt mēs nevaram, bet to ties vieglo elementu atomu dekompozīcija ir izrādījusies par iespējamu. Rutherford's 1919. g. ir rādījis, ka dažu vieglo elementu atomos, piem., slāpekļa atomā var radīt sabrukumu; slāpekļa atomu var sagraut vienkāršākās sastāvdaļās. Tam nolūkam viņš cik spējami tīru slāpekli bombardē ar *RaC* α -partikulām. Tad viņā rodas jauni „stari”, kuŗi, krītot uz *ZnS*-ekrana, dod scintillācijas. Tie nav slāpekli ienākošie α -stari, jo magnetiskā un elektriskā laukā viņu neseji uzrāda masu 1 un lādiņu + 1. Otrkārt, α -partikulu sniegšanās tūlums gaisā (slāpekli) ir ap 7 *cm* (§ 327.); šie jaunie stari, turpreti, sniedzas līdz 40 *cm*,

pie kam viņi iet ne tikai krītošo α -staru virzienā, bet arī citos. Tas rāda, ka viņi ir ne α , bet ūdeņraža atomu — H -stari, tā tad pozitīvi lādetu H -ionu plūsma.

No sākuma vareja domāt, ka šie stari, resp. H -ioni ceļas no slāpeklim piemaisītā vaj uz trauka sienām adsorbētā ūdeņraža, jo bija zināms, ka bombardējot ūdeņraža gāzi ar α -partikulām, var viņu atomus ionizēt; tad radušies pozitīvie ioni skrien uz priekšu kā H -stari, tāpat dodot scintillācijas uz ZnS ekrana. Bet šo staru sniegšanās tūlums ir tikai 29 *cm*; bez tam visi viņi iet krītošo α -staru virzienā. Un tāpat tas ir visos citos gadījumos, kad bombardējamā viela sevī satur H vaj viņu savienojums: dabūto staru sniegšanās tūlums normalos apstākļos ir tikai 29 *cm*. Slāpekļa gadījumā sniegšanās tūlums ir 40 *cm*; tas rāda, ka slāpekļī dabūtie H -stari ir radušies ne no piemaisījumiem, bet no slāpekļa paša.

Kādu tam var izdomāt izskaidrojumu? Rutherford's pieņem hipotēzi, ka H -ions ar masu 1 jau ieiet N -atoma kodola būvē. Tur viņš kaut kā saistīts. Kad nu šim kodolam ļoti tuvu nāk α -partikula, nesot sev līdz visai lielu enerģiju, resp. pozitīvu elektrostātisku lauku, H -ions no kodola izlec. Tā slāpekļa atoms itkā sabrūk, viņš paliek itkā radioaktīvs.

Sava uzskata pareizību Rutherford's atrod faktā, ka dabūto H -ionu daudzums, salīdzinot ar bombardējošo α -partikulu daudzumu, ir ļoti niecīgs. Scintillācijas skaitot var atrast, ka no apm. 100000, α -partikulām tikai viena dod sākumu H -ionam. Tam tā jābūt, jo tikai ārkārtīgi retos gadījumos α -partikulas var kodolam pienākt pietiekoši tuvu, t. i. trāpīt atomu „pašā kodolā“.

Bet vēl jo ticamāka top šī hipotēze, ja izpēta arī citas vielas — ne tikai gazejadas, bet arī cietas. Tad izrādās, ka „gaļie“ H -stari dabujami tikai no tām, kuņu „masas“, resp. kodoli būvēti pēc noteikta plāna, un proti, ar formulu $n.4 + 3$ vaj $n.4 + 2$, kur n ir vesels skaitlis 1, 2, 3 Tās vielas, turpreti, kuņu masu formulas ir $n.4$, nekādus starus nedod. Tas redzams no sek. tabelēs:

Elements	At. svars	Struktūra
Bors	11 =	2.4 + 3
Slāpekļis	14 =	3.4 + 2
Fluors	19 =	4.4 + 3
Natrijs	23 =	5.3 + 3
Aluminijs	27 =	6.4 + 3
Fosfors	31 =	7.4 + 3

Tā tad „eksplozīve” tikai tie atomi, kuŗos ir 2 vai 3 liekas masas vienības, t. i. 2 vai 3 „lieki”, resp. vaļīgi H -ioni. Ogles ($A = 12$), skābekļa ($A = 16$), sēra ($A = 32$) u. t. t. kodolos ūdeņraža atoma nav, tapēc no viņiem nekādi stari nav dabujami.

No otras puses, masa 4 ir īpatneja helija atomam. Tapēc ir radusies doma, ka visu — vismaz vieglo elementu — atomu kodoli ir uzbūvēti no helija un ūdeņraža atomiem. Bet arī helija atomu var uzskatīt kā četru H -atomu konglomerātu. Tā tad var iet vēl tālāk un pieņemt, ka galu galā visi atomi ir būvēti no viena un tā paša „pamatatoma” — H -atoma. Ar to tad ir izteikts fakts, par kuŗu bija runa jau § 330., ka visu „tīro” elementu masu skaitļi ir veseli skaitļi. Līdz ar to mēs nonākam pie hipotēzes, kuŗu jau vairāk kā 100 gadus atpakaļ izteicis Proust's — ka visi elementi būvēti no viena un tā paša pamatelementa — ūdeņraža.

He -atoms, resp. α -partikula ir pozitīvi lādēts; tāpat arī H -atoms. Lai viņus saturētu kopā, vajadzīgi elektroni. Tā tad kodolā, blakus α -partikulam un H -atomiem ir atrodami arī elektroni. Atomam sabrukot, šie elektroni kā β -partikulas nāk no turienes ārā.

Atomu sadalīšana ir eksperimentāls fakts. Līdz ar to krit jēdziens par atomu kā „nedalāmu” vienību. Atoms nav nekas absolūts, bet gan nejaušu apstākļu produkts. Kad mainas apstākļi, mainas viņš ar visām savām īpašībām. Pēc vajadzības un iegribas mēs viņu varam sadalīt vēl vienkāršākās sastāvdaļās; ir iespējams no viena atoma dabūt otru. Gan praktiski šādu transformāciju iespēja vēl ir maza. Bet principā seno alķīmiķu sapnis ir piepildījies: atomi ir pārvēršami.

Vieglos atomus var pārvērst mākslīgā ceļā. Gan tam vajadzīgi lieli enerģijas daudzumi. Smagos atomos šis process notiek pats no sevis. Viņu kodoli viens pēc otra eksplozīvi, izmetot no sevis savas būves ķieģeļus — He -atomus un elektronus — tā sakot cementa gabalus. Līdz ar to top brīvi lieli enerģijas krājumi. No kurienes viņi rodas. Kas dod radioaktīvā procesa ieviešanai vajadzīgo enerģiju?

Parasti to izskaidro ar to, ka atomam rodoties, viņā uzskrājas milzums enerģijas. Ta ir itkā viņa potenciālā radiācijas enerģija, kas patērēta atoma atsevišķās daļas kopā saistot. Dažreiz šī saistība ir ļoti nestabila un zināmos gadījumos var sabrukt. Tad potenciālā enerģija pārvēršas atomu atsevišķo daļu (α -partikulu) kinētiskā enerģijā.

Bet var domāt arī otrādi. Ir norādījumi, ka pasaules telpā dažādos virzienos iet nepārtraukta enerģijas plūsma. Šī enerģija var būt kādu ļoti īsu vilņu enerģija; te pietiek iedomāties to ārkārtīgi penetranto radiāciju, kas rada gaisa dabisko jeb paliekošo ioni-

zāciju (§ 306.). No otras puses — ļoti īsus viļņus absorbē tikai smagie elementi. Tapēc var būt, ka smago elementu radioaktīvais sabrukums ir šādas absorpcijas sekas. Smagā atoma kodols absorbē pasaules penetrāto radiāciju un tad, zināmu daudzumu tās uzņēmis, eksplodē, tapat kā „eksplodē“ atoma ārējā daļa fotoelektriskā efektā.

Aizķerot jautājumu par kodolu fiziku, mēs nonākam vēl pilnīgi neizpētītā laukā, kur ik uz soļa vajadzīgas hipotēzes. Vēl par maz ir uzkrāts eksperimentālā materiāla, lai te varētu rast kādu drošāku atbalstu. Bet viens ir redzams: viņā iedziļinoties, mēs gluži tuvu pienākam visdziļākajam dabas noslēpumam: masas noslēpumam. Atoma kodolā slēpjas visas atoma īpašības, arī viņa neatņemamā un nemainamā — gravitācija. Vēl cilvece nevarīga stāv šī problēma priekšā. Bet viņa pētišana nupat vēl tikai sākas. Varbūt jau tuvā nākotne dos viņa atrisinājumu.

Reģistrs.

(Cipari rāda lapas puses).

A.

α -stari 403.
 α -partikulas 405.; — lādiņš 405.;
— ātrums 405.; — enerģija 416.;
— sniegšanās tūlums 406.; —
izklaide 407.
Absorpcija, elektriskā 53.; — viļņu
292.
Absolutās elektrostatiskās vienības
13., 162.; — elektromagnetiskās
vienības 162.
Actio in distans 15., 37.
Agoniskā līnija 142.
Aizsargs 113.
Aktivitāte, inducetā, 415.
Akumulators 335.; — pildīšana
335.; — tukšošana 335.; — plašu
formešana 336., — kapacitāte
335., — Edison'a 338.
Alumīnija polarizācija 334.
Ampers 78.
Ampère'a likums 146.; — strāvas
176.; — hipoteze 198.
Ampermetrs, siltuma 110.; —
Weston'a 171.; — elektromagnetiskais
211.
Amper-stundas 337.; — tinumi 153.
Amplitude 248., 272., 296.
Anods 112., 313., 365.; — strāva
310.; — stari 379.
Antena 305.; — potenciāls 306.;
rāmja — 312.
Gulbis, Fizika II.

Anions 319.
Aperiodiskie instrumenti 233.
Arrhenius'a disociācijas hipoteze
320.
Arago eksperiments 233.
Arons'a eksperiments 289.
D'Arsonval'a galvanometrs 159.
Armatura 205.; — bungu 207.;
T — 205.
Astatiskie magnēti 160.; — ā sistēma
160.
Aston'a masu spektri 377.; — izotopi
422., 424.
Asociācijas process 323.
Atoma desintegrācija 429; — modeļi
425.; — kodols 427.
Atrācija, elektriskā 53.
Atomisms 200.
Atomistiskā struktūra, elektrības
322.
Atomsvārs 413.; — īpašības 418.;
— fizika 397.; — numurs 413.;
— struktūra 397., 401.
Ātrumi, ionu, gāzēs 354.; —
elektrolītos 329.
Atmosferas elektrība 399.; — ioni
400., 401.
Audions 312., 390.
Austin's 379.
Avogadro skaitlis 321.

B.

β -stari 404.

β-partikulas 407.; — absorpcija 408.; — ātrums 408., 410.; — ionizēšanas spēja 408.; — specifiskais lādiņš 409.
 Baterija, Leidenes 43.; termo — 118.; — as pretestība 103.; — kapacitāte 41.
 Balistiskais galvanometrs 172.; — kā konstante 173.; — metode 193.
 Baily magnetizācija 198.
 Barlow'a ritenis 167., 219.
 Benedicks'a efekts 123.
 Bell'a telefons 243.
 Bezuatu strāva 253.
 Bezdrāts telegrafija 297.; — telefonija 311.
 Bequerel'a stari 403.
 Bifilarais tinums 106., 228., 251.
 Biot-Savart'a likums 148., 149., 150., 162.
 Blīvums, strāvas 78., — virsmas 20., 28.
 Blakus vadi 94.
 Blizumi, viļņu 289.
 Blondlot'a vibrators 290.
 Bohr's, N., atomteorija 428.
 Bolometrs 99.
 Boys'a radiometrs 119.
 Boltzmann'a spoguļi 303.
 Bridgman'a pētījumi 90.
 Bruņu galvanometrs 161.
 Braun'asistēma 275.; — stobrs 371.
 Bungu armatūra 207.
 Bunsen'a liesma 345.

C.

Cavendish's 12.
 Cikliska magnetizēšana 194.
 Cilpa, histerezes 195.
 Clausius'a formula 87.

Clausius-Masotti sakars 47.
 Clark'a elements 344.
 Coolidge'a lampa 393.
 Coulomb'a likums 12., 129., 139., 162., 187.; — spēks 131., 323., 397.; 426.; — svāri 12.
 Curie P. un M. 402.; — punkts 196.; — pjezoelektriskais eksperiments 70.
 Crookes's 368., 371.; — tumšā telpa 366.

D.

Dabiskā ionizācija 431.
 Daniel'a elements 76., 343.
 Davy lampa 112.
 Daudzfāzu strāvas 263.
 Deformācijas, elektriskās 16.
 Deklinācija 140.
 Deklinators 141.
 Dekrements, logaritmiskais 174.
 Demagnetizācija 187.
 Detektors 297., — termiskais 298.; — Fleming'a 299., 388.; — kristāla 299., 312.
 Desintegrācija, atoma 429.
 Depolarizācija 334.
 Dielektriķis 43.; — polarizācija 49.; — dipoli 48.; — elektriskā laukā 47.
 Dielektriskā konstante 45.; — pēcdarbība 54.; — izturība 52.; — ās konstantes mērošana 57., 292.
 Dipola elektriskais moments 49.
 Diagrama, termoelektriskā 116.
 Diamagnētisms 189.; — tiskas vielas 189.
 Dinamiskais atoma modelis 429.
 Dinamomašīna 220.; — līdzstrāvas 257.; — maiņstrāvas 259.

Dinamoelektriskais princips, Siemens'a 256.
 Divfazu generators 263.
 Disociācija 320.; — as teorija, elektrolītiskā 321.; — pakāpe 323.; — process.; — koeficients 324.
 Difūzija, ionu 353.; — as koeficients 353.
 Doppler'a efekts kanalstaros 379.
 Dzirkstele 30., 32., 363., 272.; — es fazes 273., — mikrometrs 33.; — gaņums 33.; — novēlošanās 364.; — dziestoša 307.
 Dzirkestelstarpa 274.
 Dzišanas koeficients 274.
 Dziestoša oscillācija 272.; — dzirkstele 307.
 Dziedošs loks 310.
 Džoula siltums 109., 386.
 Dubultslānis, magnetiskais 155.
 Duddell'a radiomikrometrs 120.; — loks 308.; — lampa 309.
 Du Bois elektromagnets 203.

E.

Edison's 110.; — n'a akumulators 338.
 Efekts, Volta 72., 387.; — magnetiskais 79.; — strāvas 108.; — Seebeck'a 114.; — Petlier'a 121.; — Thomson'a 123.; — Benedicks'a 123.; — Hall'a 179.; — Nerst - Ettinghausen'a 180.; — Giro-magnetiskais 199.; — Doppler'a, kanalstaros 379.; — Richardson'a 383.; — fotoelektriskais 394.;
 Efektīvā strāvas intensitāte 249.
 Einthoven's 168.

Einstein'a un Haas'a eksperimenti 199.
 Einstein'a formula 395., 398.
 Ekvators, magnetiskais 142.
 Ekscentricitāte, tangens-galvanometra 158.
 Ekspansijas aparāts 357.
 Ekvivalence, magneta un strāvas 154.
 Ekvivalents, ķīmiskais 316.; — tā vadītspēja 225.
 Eksperiments, Feddersen'a 272.; — Lodge'a 278., 298.; — Seibt'a 281.; — Arons'a 289.; — Hertz'a 298.; — Arago 233.
 Elektriā, piro — 68.; pjezo — 70.; — atmosferas 399.; — atmosferas, hipoteze 400.; — as strāva 75., 76.; — skaititājs 209.; — daba, substanciālā 3.; — vadišana 6.; — hipoteze 10.; — daudzums 13.; — atomistiskā struktūra 32.
 Elektriskā absorpcija 53.; — ie dipoļi 49.; — indukcija 387.; — ais lauks 14.; lauka intensitāte 14.; — — enerģija 55.; — loks 111., 388.; — mašinas 65.; — motori 148.; — krāsns 113.; — pretestība 82., 386.; — rezonance 287.; — ais spēks 2.; — spēka līnijas 16.; — strāva 77.; — — enerģija 108., 386.; — — virziens 77., 386.; — vadītspēja 81.; — viļņi 269., 287.; — stāvviļņi 288.
 Elektrizācijas, pozitīvā un negatīvā 4.; — process 387.
 Elektrostatiskā atrakcija 54.; — indukcija 8.; — vienības 13.

Elektrometrs, lapīņu 60.; — kvadranta 61., 62.; — stīgas 61.
 Elektrofors 65., 66.
 Elektrodzinejspēks 78.; — salīdzināšana 103.; — inducetais 220.; — polarizācijas 333.
 Elektromagnetisms 145.
 Elektromagnetiskā rotācija 147.; — enerģija 269.; — tisko mēru vienības 162.; — tiskais pārtraucējs 210., 239., — ampermetrs 211.; — toņdakša 211.; — tiskie viļņi 289., 295.
 Elektromagnets 203.; — Du Bois 203.
 Elektromotors 205.
 Elektrodinamika 175. — dinamometrs 178.; — — vērpes 177.
 „Elektron“ 1.
 Elektrons 322., 360., 376., 386.; — u „gaze“ 385.; — metālu teorija 386.; — plūsma 376.; 386.
 — koncentrācija 387.; — masa 409.; — — elektromagnetiskā 410.; — raiditājs 310.
 Elektroskops, ripu 4.; — lapu 7.; — Exner'a 7.
 Elektrolīze 313.; — likumi, Faraday'a 315.
 Elektrods 313.
 Elektrokapilārās parādības 338.
 Elektrolīts 313.; — a vadītspēja 330.; — — specifiskā 330.; — tiskā vadišana 313.; disociācijas teorija 321.; — polarizācijas 333.; — tiskais taisnotājs 334.
 Elements, Daniel'a 76., 343.; — Bunsen'a 76.; — Leclanchè 76.; — Clark'a 344.; — koncentrācijas 341.; standart — 344.

Emisija, α -partikulu 420.; β -partikulu 420.; termoelektronu 385.
 Enerģija, elektriskā 55., 57.; elektromagnetiskā 235., 236., 269., 296.; kondensatora — 56., 276.; magnetiskā — 234., 268.; maiņstrāvas — 236., 252.; strāvas — 108., 252., 386.; vibratora — 296., 305., 306.
 Enerģijas blīvums 56., 268.; — inerce 235.
 Enkurs 188.
 Ēna, katodstaru 369.
 Etalons, kondensatora 42.; — pretestības 83.; — oma 105.; — pašindukcijas 231.
 Ewing'a teorija 197.; — modelis 197.

F.

Farads 35.; mikro — 35.
 Faraday's 3.; — y'a rinda 5.; — elektriskā lauka hipotēze 15.; — eksperiments 25., 26., 215.; — kondensators 40.; — elektrolīzes likumi 315.; — skaitlis 317., 342.; — tumšā telpa 365.
 Faure'a metode 330.
 Faze 250.; — zu starpība 247.; — faktors 252.; — es, dzirksteles 273.
 Feromagnetisms 192., 205.
 Ferraris'a princips 265.
 Feddersen'a eksperiments 272.
 Fleming'a likums 167., 219.; — kreisās rokas 370.; — detektors 299., 388.; — lampa 299.
 Foucault'a strāvas 209., 224., 232., 234.
 Fourier'a princips 391.
 Fotoelektriskais efekts 394.

Franklin'a kondensators 44.
 Franck's J. 398.
 Frekvence, ionizācijas 398.; — mē-
 ritājs 279.

G.

γ-stari 404.; — u absorpcija 410.,
 — ionizācijas efekts 410.
 Galvanometrs 79.; tangens — 156.;
 — absolutais 159.; — D'Ar-
 sonval'a 159., 169.; — grozāmo
 magnetu 159.; — bruņu 161.;
 — stīgas 168.; — spoguļa 170.;
 — balistiskais 172.; — ra pre-
 testība 101.
 Gauss's 129.; 136.; — ss'a pozi-
 cijas 136.
 Gauss 129.
 Gazes, liesmu 380.; — retinātas
 365., 362.; — kulometrs 318.;
 elektronu — 385.; — u ioni 348.
 Generators, divfāzu 263.
 Giro-magnetiskais efekts 199.
 Gilbert's, elektrizācija 3., 6.
 Gradients, potenciāla 24., 84., 135.
 Graudu mikrofons 244.
 Gramme-Pacinotti's gredzens 206.
 Gram-ekvivalents 316.
 Grozāmo magnetu galvanometri
 159.; — spoļu instrumenti
 159., 169.
 Grupas periodiskā sistēmā 411.
 Goldstein's 376.

H.

Haas's sk. Einstein'u.
 Hall'a novērojumi 178.; — efekts
 179.
 Hausler'a kausejums 196.
 Harmoniskas oscillācijas 282.
 Helmholtz'a *tg*-galvanometrs 159.

Hertz's H. 399.; — tz'a vibrators
 300.; — spoģuļi 301.; — rezo-
 nators 301.
 Hertz's G. 398.
 Henry 227.
 Heydeweyler's 392.
 Histereze, elektriskā 51.; — mag-
 netiskā 195.; — es cilpa 195.
 Hipoteze, Thomsona 69.; — Am-
 pēre'a 198.; — elektrības 10,
 13.; — Humboldt'a 144.; — ionu
 345.; — Prout'a 431.; — Town-
 send'a 361.; — Rutherford'a 415.;
 — Soddy 415.; — transforma-
 cijas 415.
 Hittorf's 326.
 Holborn's L. 379.; — n'a pēti-
 jumi 88.
 Homogens lauks 133.
 Hopkinson'a metode 59.
 Humboldt'a hipoteze 144.
 Hughes'a telegrāfs 213.; — no-
 vērojumi 244.

I.

Ierosme, trieciēna 276.; — es po-
 tenciāls 399.
 Iekārto magnetu galvanometri 159.;
 — spoļu instrumenti 159.
 Indukcija 216.; — elektrostātiskā
 6.; — magnetiskā 125.; — elek-
 tromagnetiskā 215.; — savstar-
 pejā 228.; — jas mašīna 65.;
 — Wimshurst'a 66.; — strāva
 216.; — koeficients 228.; sav-
 starpejās 229.; — spole 239.;
 motori 266.
 Inducētā aktivitāte 415.
 Inducētais elektrodzinejspēks 220.
 Inducejošais magnets 126.; — cētā
 aktivitāte 415.

Induktance 250.; — tīvā pretestība 250., 287.

Induktors, Weber'a 239.; — ra sekcijas 240.

Intensitate, strāvas 73.; videjā 78.; — magnetiskā lauka 131.; — magnetizācijas 183.; — radiācijas 297.; — lauka 14.; — strāvas virtuelā 249.; — — efektīvā 249.

Inklinacija, leņķis 140., 224.

Inklinators 141.

Inklinometrs 223.

Instrumenti, aperiodiski 233.

Interference 303.

Ioni 319.; — liesmu 381.; — gazu 348.; — u difuzija 353.; — ātrumi, gazēs 354.; — — elektrolitos 329.; — ceļi gazē 358.; — migrācija 326.; — hipoteze, Thomson'a 345.; specifiskais lādiņš 373.; — pārlādešanās 379.; — plūsma, pozitīvā 376.

Ionizators 320., 348.

Ionizācija 396.; — dabiskā 431.; — paliekošā 350.; — triecienu 361.; — jas process 323.; — darbs 397.; — potenciāls 398.; — frekvence 398.

Izobari 422.

Izogonālā līnija 342.

Izoklinā līnija 142.

Izodinamiskās līnijas 143.

Izolatori 6.

Izopotencialas virsmas 23.; — atmosfērā 400.

Izotopi 422.; — u maisījums 424.;

Izotopisms 423.

„Iztvaikošana“, elektronu — 355.

Izputešana, katoda 379.

J.

Jaeger'a-Disselhorst'a tabeles 91.

Joule'a likums 109.

K.

Kamerlingh - Onnes'a pētījumi 88.

Kapacitate 34., 253.; — akumulatora 325.; — baterijas 41.; — es dimensija 35.; — mērošana un salīdzināšana 58.

Kapilar-elektrometrs 339.; — Lippmann'a 339.

Kanalstari 376.; — spektrs 377.

Katods 313.; — izputešana 379.; — karsts 112.; — loma elektriskā lokā 388.; — mirdzums 368.

Katodstari 368.; — ēna 369.; — fokusešana 369.; — magnetiskā laukā 370.; — negatīvais lādiņš 372.; Wehnelt'a — 370.

Kations 319.

Kelvin'a aprēķini 145.

Kenotrons 388.; Villard'a — 389.

Kimometrs 279.

Ķīmiskais ekvivalents 316.; — vielas raksturs 413.; — kā valence 316., 411.

Kinetiskā enerģija 236.

Kirchoff'a likumi 93.

Kloķa reostats 105.

Kodols, atoma 427.; — struktūra 429.

Koeficients, α - absorpcijas 408.; — disociācijas 324.; — ionu difūzijas 353.; — dzišanas, viļņu 274.; — ekonomiskais 259.; — indukcijas 229.; — pašindukcijas 225.; — refrak-

cijas 302.; — rekombinācijas
 349.; — spiediena 90.; — sai-
 stības 276.; — termiskais 87.
 Koercitivitate 195.
 Kohlrausch's 332.; — tilts 98.;
 — Weber'a metode 163.
 Koherers 298.
 Konduktora potenciāls 34.; —
 potenciālā enerģija 56.
 Kondensācija ap ioniem 355., 357.
 Kondensators 38.; 241.; — bate-
 rija 41.; — cilindrisks 39.; —
 etalons 42.; — enerģijas bli-
 vums 56.; — Franklina 40.; —
 Faraday'a 44.; — ķēde 254.,
 271.; maiņus— 41.; — „pa-
 pira“ 42.; — pārlādešanās 271.;
 standart — 42.; — sferiskais
 38.
 Kondukcijas strāva 181.
 Komutators 205., 256.
 Kompensācijas metode 103.
 Konstante, balistiskā 173.; — di-
 elektriskā 45., 292.
 Kontaktu gredzeni 247., 256.; —
 potenciāls 42., 43., 341.; — —
 šķidrums 74.; — potenciālu
 diference 72.; — s, slidšāis
 105.
 Konturs, primārais 216.; — se-
 kundārais 216.
 Koncentrācijas elements 341.; —
 — maiņa 328.
 Konvekcijas strāva 104., 181.,
 199., 267.
 Kolektors 256.
 Korpuskulas 375.
 Kreisās rokas likums 167.
 Krišanas leņķis 302.
 Kristal-detektors 299., 312.
 Kritiskā temperatūra 196.; ema-

nācijas — 403.
 Kulons 162.
 Kulometrs 317.; — gāzes 318.;
 sudraba — 318.
 Kvēllampas 110.
 Kvadrantelektrometrs 60.; — Do-
 lezalek'a 61.; — heterostatiskā
 savienojumā 64.; — idiostatiskā
 savienojumā 64.

L.

Labās rokas likums 219.
 Lādiņš 13.; — atmosferas 400.;
 ions, specifiskais 321., 373., —
 punkta 16.; — telpas 389.; —
 — zemes 400.
 Lampa, Coolidge'a 393.; — Dud-
 dell'a 309.; — Nernst'a 111.;
 kvēl — 110.; — u reostats 107.;
 — Wehnelt'a 370.; X-staru —
 391., 393.
 Langevin'a pētījumi 200.
 Lauks, ap vibratoru 293., 294.;
 homogens — 19.; maiņus-mag-
 netisks — 267.; maiņus-elek-
 trisks — 267.; maiņus-elektro-
 magnetisks — 268.
 Lauka enerģija 55.; — magne-
 tiskā intensitāte 131.
 Leidenes baterija 43.; — trauks
 40.
 Leclanché elements 76.
 Lēkajošā spirāle 176.
 Lenz'a likums 218.
 Leņķis, krišanas 302.; — reflek-
 sijas 302.; — refrakcijas 302.
 Lenard's 371.
 Lecher'a sistēma 286.
 Līdzstrāva 248., 256., 258., — as
 dinamomašīna 257.
 Liesmu gāzes 380.; — ioni 381

Linearās strāvas 79.
 Linijas, spēka 16., 131.
 Lippmann's 71.
 Logaritmiskais dekrementis 174.
 Lodge'a eksperiments 278., 298.
 Loks, Duddell'a 308.; dziedošais
 — 310.; — elektriskais 111.;
 — Poulsen'a 308.; — skano-
 šais 308.; Volta — 111., 308.
 Lorenz'a likums 92.

M.

Magnets, astatisks 160.; dabisks
 — 124.; inducējošais — 126.;
 mākslīgs — 126.; molekulars
 — 183.; pārejošs — 126.;
 — poli 126., 140.; riņķa —
 160.; — a spēka linijas 131.;
 zvana — 160.
 Magnetiskais dubultslānis 152.;
 — efekts 79.; — elementi 140.;
 — ekvators 142.; — indukcija
 125.; — ķēde 201.; — kartes
 142.; — lauks 124.; — lauka
 intensitate 131.; — lauka po-
 tenciāls 135.; — meridiāns 140.;
 — moments 135.; — plūsma
 187.; — polarizācija 183., 185.;
 — pretestība 201.; — rotejo-
 šais lauks 198.; — strāvas
 lauks 79.; — zemes lauks 140.;
 — vadītspēja, specifiskā 201.;
 — vienības 162.
 Magnetisms 125.; — aizsargs
 134.; paliekošais — 126.;
 permanentais — 126.; reman-
 entais — 194.; — teorija 197.
 Magnetīts 125.
 Magnetometrs 138.
 Magnetizācija 183.; — intensitate
 183.
 Magnetodzinējspēks 200.; —
 elektriskā mašīna 256.
 Magnetons 200., 428.
 Maiņus-elektrisks lauks 267.; —
 elektromagnētisks lauks 268.;
 — kondensators 42.; — mag-
 nētisks lauks 289., 214.
 Maiņstrāva 113., 245., 256.; —
 enerģija 253.
 Mangantērauds 196.
 Marconi raidītājs 305.; — uztvē-
 rejs 305.
 „Masu“ stari 376.
 Masa, elektronu 409.; elektro-
 magnētiskā — 410.
 Mašīna, elektriskā 65.; — berzes
 65.; indukcijas 65.; — Wim-
 shurst'a 43., 66.
 Maxwell's 14., 163.; — teorija
 267., 268.
 Mendelejev'a sistēma 411.
 Metalu elektronu teorija 386.
 Metaliska vadišana 313.
 Mezgli, vijņu 189.
 Mikrometrs, dzirksteles 33.
 Mikrofarads 35.
 Mikrofons 244.; graudu — 245.
 Millikan'a metode 360., 395.
 Migrācija, ionu 326.
 Mirdzums, katoda 365.
 Modelis, atoma 425.; — statistiskais
 427.; — dinamiskais 427.
 Moisson's, krāns 113.
 Molekularās strāvas 124.; — vadīt-
 spēja 225.
 Melekularais lauks 184.
 Molizācija 323.
 Moments, dipolā 49.; magne-
 tiskais 135.; riņķa strāvas —
 155.
 Motors, elektriskais 148.; induk-

cijas — 266.; rotejošā lauka — 265.; serijas — 208.; sinchronais — 266.; šanta — 209.; Tesla — 266.

Morse'a sistema 213.

Mutuelā indukcija 228.; — koeficients 229.

N.

Nedziestošie viļņi 308.

Negatīvais stabs 366.

Negatīvais lādiņš, elektrona — 372.; β -partikulu — 407.; zemes — 400.

Neitrālā temperatūra 115.

Nernst'a lampa 111.

Nippold'a diagrama 143.

Novēlošanās, dzirksteles 364.

Numurs, atoma 413.

O.

Oersted'a eksperiments 79., 124.

Ohm'a likums 80.; — gazēs 352.

Oms 80.; etalons 105.

Oscillācijas, elektriskās 241., 270.; dziestošas — 272.; harmoniskas 282.; saistītas — 275.

Oscillators 270.

P.

Pakāpe, disociācijas 323.; — ionizācijas 349.

Paliekoša ionizācija 350.; — magnetisms 126.; — ie lādiņi 53.

Paraleli vadi 94.

Paramagnetisms 188.

Pārlādešanās kanalstaros 379.

Pārtraucejs, elektrolītiskais 242.; — elektomagnetiskais 210., 239.; turbīnes 242.; Wehnelt'a — 242.

Pārsātinājums, tvaiku 355.

Pašindukcija 224.; — koeficients 225.; — — dimensija 227.; — — etalons 231.; — — atrašanās metode 229.; — salīdzināšana 231.

Pašizlādešanās 31.

Pastiprinatajs 311., 390.

Pēcdarbība, dielektriskā 54.; magnetiskā — 184.

Peltier'a efekts 121., 123.

Pendelis, Waltenhofen'a 232.

Penetrantā radiācija 432.

Periodiskā sistema 411., 412.

Periods, oscilācijas 246.

Permanents magnets 126.

Permeabilitāte 185., 189.

Piroelektrība 68.

Pirometrs 89.

Pjezoelektrība 70.

Pjezoelektriskais kvarcs 71.

Planté, akumulators 335.

Pliotrons 310.

Plūsma, elektronu 376., 386.; magnetiskā — 187., 221.

Polarizācija, dielektriska — 49., 183.; elektrolītiskā — 333.; alumīnija — 334.; magnetiskā — 183., 185.; viļņu — 290.; 304.

Poli, analogais 68.; antilogs — 68.; magneta — 127.; solenoida — 154.

Polu lauks, vienadu — 132.; preteju — 132.; — stiprums 128.

Potenciala gradients 135., 24., 84.; — gazē 368.; atmosfērā 399.

Potencials, antenas 306.; — elektriskais 19.; ierosmes — 399.; ionizācijas 398.; — konduktora

34.; — kontakta 72., 387.; lauka — 21.; magnetiskā lauka — 135.; rezonances — 399.
 Potencialu diference 22.; 72.
 Potencialā enerģija 55.; 270.
 Potenciometrs 84., 86., 103.
 Poulsen'a lampa 308.
 Poynting'a vektors 269., 297.
 Pozitīvais stabs 366.
 Pretestība 82.; 386.; baterijas — 103.; — dimensija 84.; galvanometra — 101.; iekšējā — 86.; induktīvā 250., 284.; magnetiskā — 201.; specifiskā 83.
 Pretestības etalons 83.
 Principi, Fourier 391.
 Problems, vielas 2., 422.
 Prout'a hipoteze 431.
 „Puslaiks“ 418.

R.

Radiācijas intensitāte 297.; — penetrantā 432.
 Radiators 293., 297., 305.
 Radioaktivitāte 402.
 Radioaktīvās vielas 346., 402.; — parādības 402.
 Radioaktīvā konstante 417.
 Radioaktīvās transformācijas 415.; — produkti 415.
 Radiometrs 119.
 Radiomikrometrs 119.
 Radiotelefony 209., 311.; — viļņi 311.
 Radiotelegrāfs 269., 297., 305.
 Radiotrons 310.
 Raidītājs, Braun'a 307.; elektronu 310.; Marconi — 305.
 Rāmja antena 312.
 Rayleigh metode 229.
 Raustīta strāva 210., 235.

Reakcijas, sekundārās 314.
 Reaktance 251.
 Redukcijas faktors (galvanometra) 157.
 Refleksija, viļņu 302.
 Refrakcija, viļņu 302.
 Refrakcijas koeficients 302.
 Rekombinācija 348.; — as koeficients 349.
 Relaksācija 226.
 Relē 213.
 Remanentais magnetisms 194.
 Reostats, kloķa 105.; lampu — 107.; slīdes — 106.; tapu — 106.
 Retinātas gāzes 362.; 365.
 Rezonance 278.; — spoļu 280.
 Rezonances potenciāls 399.
 Rezonators 278.; Hertz'a — 301.
 Riecke 69., 70.
 Richardson'a giro-magnetiskais efekts 199.; — efekts 383.; — formula 384.
 Rinda, Faraday'a 5.; Seebeck'a 114.
 Rindas salikums 42.; — savienojums 95.
 Riņķa strāvas 150.; — magnēts 160.
 Rotācija ap polu 166.; elektromagnetiskā — 147.
 Rotācijas lauks 265.
 Rotejošais lauks 198.; — ā lauka motors 265.
 Rotors 260.
 Rowland'a eksperiments 181.
 Rubens'a, termostābs 119.
 Ruhmkorf'a spēle 239.
 Rutherford's, atoma struktūra 407., 427., 428., 429.; atoma disintegrācija 429., 430.; radioakti-

vitates likums 415., 417.; ionu rekombinācija 350.

S.

- Saistība, galvaniskā 276.; — as koeficients 276.; — induktīvā 276.
- Saistītas oscilācijas 275.
- Šants 94., 162.; — a motori 209.
- Sātstrāva 351., 352., 380.
- Savienojumi, blakus 40., 94.; se-rijā 42., 95.
- Savstarpejā indukcija 228.; — — koeficients 229.
- Sazarošanās, strāvas 92.
- Scintilācijas 404.
- Seebeck'a efekts 113., 114.; — rinda 115.
- Seibt'a spoļe 281.
- Sekcijas, induktora 240.
- Sekundarais konturs 216.; — re-akcija 314.; — ie stari 411.
- Serijas savienojums 42., 95.; — motors 208.
- Sferiskais kondensators 38.
- Siemens'a dinamoelektriskais princips 256.
- Siltum - ampermetrs 110.; — s džoula 109., 326.
- Sinchronie motori 266.
- Sistema Lecher'a 286.; — Braun'a 307.; — periodiskā 411.
- Skaititājs, elektrības 209.
- Skanošais loks 308.
- Skin-efekts 284.
- Sliedes, reostats 106.
- Smailums, elektrības aizplūšana 30., 362.
- Soddy hipoteze 415.; — likums 420.
- Solenoids 152., 153., — poli 154.
- Sniegšanās tālums 407.
- Specifiskais lādiņš, α -partikulas 405.; β -partikulas 408.; elek- trona 373., 374., 375., 383.; eletrolitiskā iona 321.; gazu ionu 360.
- Specifiskā pretestība 83.; — va- dītspēja 83.; — — magnetiskā 201.
- Spiediena iespaids 90.
- Spēks, Coulomb'a 131., 323., 397., 426.; — elektriskais 2.; — a linijas 16.; — magne- tiskais 124.; — — linijas 131.; — moments 206.
- Spirale, lēkajošā 176.; vismuta — 180.
- Spoguļgalvanometrs 170.
- Spoguļi, Hertz'a 301.; — Boltz- mann'a 303.
- Spoļe primārā 227.; — sekun- darā 237.; indukcijas 239.; — u rezonance 280.
- Stabs, pozitīvais 366.; — nega- tīvais 366.
- Stacionara strāva 77.; — ie viļņi 187.
- Standart-elements 344.; — kon- densators 42.
- Stari α - — 403.; anod — 379.; β - — 404.; — Bequerel'a — 403.; γ - — 404.; kanal — 376.; ka- tod — 368.; masu — 376.; pozitīvie 379.; negatīvie 379.; sekundarie 481.; X- — 345., 390.
- Stanley 322.
- Stark'a efekts 378.
- Statiskais atomā modelis 427.
- Stators 260.
- Stāvviļņi drātis 288.

Steinmetz'a formula 195.
 Stīgas elektrometrs 61.; — galvanometrs 168.
 Stobrs Braun'a 371.
 Strati 366.
 Strāva, augstas frekvences 282; bezuatu — 253.; daudzfazu — 263.; ekstra — 226.; — gazēs 346.; indukcijas — 219.; ilgstoša — 77.; līdz — 248., 256.; kondukcijas — 181.; konstanta — 258.; konvekcijas — 164., 181., 199., 267.; maiņ — 245.; raustīta — 210., 235.; stacionāra — 77.; termoelektriska — 114.; termionu — 382.; trīsfazu — 263.; vienfazu — 263.
 Strāvas, Ampère'a — 176.; Foucault — 209., 224., 232.; molekularās — 124.; paralēlas — 176.; Tesla — 282.
 Strāvas blīvums — 78.; — efekts 108.; — enerģija — 252., 386.; — intensitāte 78.; — — efektīvā 249.; — magnetiskais lauks 79.; — virziens 77., 386.
 Struktūra, atoma 397.; — kodola 429.
 Substitūcijas metode 100., 104.
 Sudraba kulometrs 318.
 Supravadišana 89.
 Svars, atom- 413.

T.

T-armatūra 205.
 Taisnotājs, elektrolītisks 334.; elektronu — 389.
 Tangens - galvanometrs 156.; — Helmholtz'a 159.
 Tapu reostats 106.
 Telefons 243.; radio — 311.

Telegrafs, bezdrāts 297.; elektriskais — 212.; radio — 297.
 Telpas lādiņš 389.
 Temperatura, neitrālā 215.
 Temporārs magnēts 126.
 Termioni 382.
 Termiskais detektors 298.; — pretestības koeficients 87.
 Termobaterija 118.
 Termoelektrība 114.
 Termoelektriskā diagrama 116.; —ais dzinejspēks 118.; — spēja 117.; — strāva 114.; —ais termometrs 118.
 Termoelektroni 385.
 Termoelements 114., 298.
 Termostats, 118.; — pāris 114.
 Tesla strāvas 282, 283.; — transformators 282.; — motors 266.
 Thales's 3.
 Thomson's, J. J. 355., 367., 366., 422.; — aparāts 372.; — atoma modelis 426.; — ionu hipotēze 345.; — metode 372 —.; X-staru hipotēze 415.
 Thomson's, W. (lords Kelvins), pretestības metode 101.; — efekts 123.; — formula 271.; — tilts 100.
 Thomson-Houston skaitītājs 209.
 Tilts, Kohlrausch'a 98.; Thomson'a — 100.; Wheatstone'a — 97.
 Tinums, bifilārais 228., 251.
 Toņdakša, elektromagnētiskā 211.
 Townsend'a ionizācijas hipotēze 381.; — ionu difūzija 353., 361.
 Transformators 238., 261., 262.
 Transformācijas, radioaktīvās 415.
 Transportskaitļi 327.
 Triecienu ierosme 276.; — ionizācija 301.
 Triju pirkstu likums, kreisās rokas

167.; labās rokas — 218.
 Trīsfazu strāvas 263.
 Trīsstūra savienojums 264.
 Tumšā telpa, Crookes'a 366.; Faraday'a 365.
 Turbinas pārtraucejs 242.
 Turmalīns 68.

U.

Ultravioletās gaismas efekts 345.
 Uztvērējs, Braun'a 307.; Marconi — 305.

V.

Vada rotācija ap polu 166.
 Vadi, blakus 94.; paraleli — 94.
 Vadišana metāliska 313.; — elektrolītiska 313.
 Vadītspēja, elektriskā 81.; elektrolītu — 330.; ekvivalentā — 325.; molekularā — 325.; specifiskā 83., 330.; — un termiskā 91.
 Vaļejs vibrators 275.
 Valence, ķīmiskā 316., 411.
 Variācijas, magnetiskās 143.
 Variometrs 280.
 Vējš, elektriskais 32., 363.
 Vektors, Poynting'a 297.
 Vērpes elektrodinamometrs 177.
 Vibrācijas 270.
 Vibrators, Hertz'a 300; Blöndlot — 290; vaļejs — 275;
 Videjā strāvas intensitāte 78.
 Vielas problēmas 2., 422.
 Vienfazu strāva 263.
 Vienība, elektrostātiskā 13., 162; — elektromagnetiskā 162; — magnetiskā 129., 162.
 Villard'a schema 389.

Viļņi, elektriskie 269., 287; — drātis 285; — — stacionārie 287; — elektromagnetiskie 239, 295; nedziestoši 308; — telpā 295; — polarizētie 296; radiotelefona — 311.

Viļņu blīvumi 289; — gaņums 288; — — mērošana 290; — mezgli 289.; virsma — 295.

Violle'a, loka temperatūra 113.

Virsmas (elektriskais) blīvums 20., 28., 185.; izopotencialo — 23., 400.

Virtuālā strāvas intensitāte 239.

Vismuta spirāle 180.

Voigt'a eksperiments 69.

Volta efekts 72., 387.; — elements 76.; — likums 74.; — loks 111. 308.; — kontakta potenciāls 72., 387.; — rinda 72.

Voltaiskais elements 76.

Voltamētrs 317.

W.

Walthenhofen'a pendelis 232.

Weber - Kohlrausch'a metode 163.

Weber'a induktors 222; — inklinometrs 223.

Wehnelt'a pārtraucejs 242.; — katods 370., 334.; — lampa 370.

Weis'a likums 196., 199., 200.

Weston'a ampermetrs 171.

Wheatstone'a schema 255.; — tilts, lienaarais 97., 229.; — — tapu 98.

Whetham'a metode 329.

Wiedeman - Franz'a likums 91.

Wilson's, C. T. R. eksperimenti 356.

Wilson's, H. A. 357., 358., 360.,
381.

Wimhurst'a mašina 43., 65.

Wollaston'a drātis 64.

X.

X-stari 391., — intensitate 392.;
— lampa 393.; — „fotoefekts“
395.; — kā ionizators 345.

Z.

Z-atomnumurs 413.

Zeleny, iona ātrumi 354.

Zemes lauks, elektriskais 399.;
magnetiskais 140.

Zibens novaditajs 27.

Ziemeļpols 127.

Zondu metode 368.

Zvaigznes savienojums 264.

Zvana magnets 160.



Svarīgākās no pamanītām iespaiduma kļūdām:

3.	l. pusē	15	rindā	no apakšas	iespiests	šis	jabūt šis
7.	"	"	"	"	"	elektrometra	elektrometrs
10.	"	"	"	"	"	viņās	viņas
17.	"	"	"	"	"	iktā	itkā
18.	"	"	"	"	"	$\frac{E}{e}$	$\frac{F}{e}$
31.	"	"	"	"	augšas	Zīm. 28.	Zīm. 26.
32.	"	"	"	"	"	pēdejās rindas beigās	izlaists „polu“
35.	"	"	"	"	"	iespiests	tukš jabūt tukšs
39.	"	"	"	"	apakšas	Ka	Kā
67.	"	"	"	"	"	d_2	P_1
73.	"	"	"	"	augšas	zīm. 67.	zīm. 68.
"	"	"	"	"	"	jabūt:	— uz Zn-plates +, uz Cu-plates —
76.	"	"	"	"	iespiests	§ 246.	jabūt § 319.
"	"	"	"	"	apakšas	Definīcijas	Definīcijas
92.	"	"	"	"	"	$i = i_2 + i_2$	$i = i_1 + i_2$
93.	"	"	6. u. 7	"	"	$i_2 r_2$ vietā	jabūt $i_1 r_1$.
102.	"	"	"	"	augšas	$= (R_1 + R_g) \alpha \theta_2$	jabūt $= (R_2 + R_g) \alpha \theta_2$
103.	"	"	"	"	apakšas	kompensē ar tas	jabūt kompensē tas
104.	"	"	"	"	augšas	$\frac{E'}{E} = \frac{r}{R+r} + \frac{l_1}{l_2}$	jabūt $\frac{E'}{E} = \frac{r}{R+r} = \frac{l_2}{l_1}$
"	"	"	"	"	"	$R = r \frac{l_1 - l_2}{l_2}$	jabūt $R = r \frac{l_2 - l_1}{l_2}$
108	"	"	"	uzrakstā	"	§ 228	jabūt § 227
138	"	"	"	1 rindā	„ augšas	$\angle \varphi = \angle nsP_2$	jabūt $\angle \varphi = \angle nsP_2$
164.	"	"	"	"	apakšas	ta	jabūt tā
170.	"	"	"	"	"	spguļu	spoguļu
173.	"	"	"	"	augšas	$\frac{1}{2} \tau \omega^2 = \frac{1}{2} c \theta_0^2$	jabūt $\frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{1}{2} c \theta_0^2$

173.	l. pusē	14	rindā	no augšas	iespiests	$HSq = \tau\omega$	jabūt	$HSq = I\omega$
184.	" "	9/10	" "	" "	"	"	susceptilitate	jabūt susceptibilitate
200.	" "				pēdejā formula	iespiests	$W = \psi \frac{\mu S}{l} = \frac{W}{l}$	ja-
							$\frac{\mu S}{l}$	
							būt $\psi = W \frac{\mu S}{l} = \frac{W}{l}$	
							$\frac{S\mu}{l}$	
208.	" "	8	" "	augšas	iespiests	speja	jabūt	spēja
252.	" "	14	" "	" "	"	$= E_0 i_0 \sin \omega t \sin(\omega t - \varphi)$	jabūt	$= E_0 i_0 \sin \omega t \sin(\omega t - \varphi)$
274.	" "	12	" "	apakšas	"	dzišanas	jabūt	dzišanas
311.	" "	4	" "	augšas	"	CL	"	CL ₁
314.	" "	17	" "	" "	"	... molekula	pie otra ...	jabūt
						... molekula,	pie otra ...	
316.	" "	10	" "	" "	"	K 39,9	jabūt	K 39,1
352.	" "			augšā	"	§ 308	"	§ 307
355.	" "	18	rindā	" "	"	$p_0 > p_0$	"	$p > p_0$
360.	" "	5	" "	" "	"	motode	"	metode
361.	" "	19	" "	" "	"	ionos	"	ions
"	"	18	" "	apakšas	"	tau	"	jau
"	"	"	" "	" "	"	ārejās	"	ārejā
365.	" "	2	" "	" "	"	gaisu	"	gaišu
377.	" "	6	" "	" "	"	lim	"	kūlim
419.	" "	10	" "	augšas	"	84 AcD	"	82 AcD
"	"	1	" "	" "	"	91 Pa 226-227	"	91 Pa 230-231