

Eksperimentālā

F i z i k a

Fr. Gulbis
Latvijas Universitātes fizikas docents

Trešais sējums.
O p t i k a.
Ar 173 zīmējumiem tekstā.



Rigā, 1929.

Latvijas Universitātes Stud. Pad. Grāmatnīcas izdevums.

Akc. Sab. „IZDEVĒJS” spēstuve
Rīgā, Elizabetes ielā Nr. 83-85.

Priekšvārds.

Šī «Optika» iznāk kā manas «Eksperimentālās Fizikas» trešais un pēdejs sējums. Tāpat kā agrākie divi sējumi, ta izaugusi no manām, Latvijas Universitatē lasītām lekcijām un tapēc, tāpat kā tie, domata pirmā kārtā studentiem. Ja arī tani ir vairāk materiala nekā lekcijās parasti var izjēmt, tad ta izskaidrojums meklejams optikas pēdejo gadu straujā attīstībā: daži svarīgākie sasniegumi bija jauzjem, jo vairāk tapēc, ka nekur citur mūsu valodā par tiem rakstīts vēl nav. Bet domāju, ka tas grāmatai par ļaunu nenāk.

Optiskās parādības aprakstot viscauri turejos pie elektromagnetiskās un elektronu teorijas ieskata. Tikai pēdejā un pa daļai arī priekšpēdejā nodalījumā palīgā jemta arī kvantu teorija. Dažu iemeslu dēļ pavisam izpalika nodalījums par gaismas parādībām apvidos, kas atrodas kustībā, un līdzī tai nodalījums par relativitāti. Šo robu varēs izlabot otrs izdevums.

Terminoloģijā mēs neesam daudz progresejuši; tapēc nebaidijos no svešiem termiņiem. Mūsu oficiālā ortografija ir bez vajadzības saraibinata un pie tam vēl nestabila, kapēc zinātniskā valodā nav lietojama; tapēc šini grāmatā lietoju tādu pat ortografiju kā otrā sējumā.

Grāmatas izdošanu sekmeja Kulturas Fonds; par to tam paldies. Tāpat paldies izdevejiem par man doto rīcības brīvību iespēšanas laikā. Asist. R. Siksnam paldies par dažu zīmējumu iztaisšanu un J. Fridrichsona kgm par spektru fotografisku uzņemšanu.

Fr. Gulbis.

Rigā, jānvarī, 1929.

Saturs.

Sestā nodaļa.

Optika.

Gaismas izplatīšanās.

	Lap. p.
§ 333. Iss optikas pārskats	1
§ 334. Gaismas izplatīšanās. Camera obscura	4
§ 335. Caismas enerģija. Apgaismojums	7
§ 336. Fotometrija	9
§ 337. Gaismas izplatīšanās ātrums	13

Gaismas refleksija un refrakcija.

§ 338. Refleksija no līdzenas virsmas	18
§ 339. Refleksija no ieliektām virsmām	23
§ 340. Refleksija no izliektām virsmām. Attēlu konstruešana spoguļos	27
§ 341. Refrakcija	30
§ 342. Prizma. Refrakcijas koeficientu mērošana	33
§ 343. Totalā refleksija. Refraktometrs	38
§ 344. Atmosferas refrakcija. Fata morgana	41
§ 345. Refrakcija uz liektām virsmām	44
§ 346. Lēcas	48
§ 347. Attēlu konstruešana lēcās. Lēcu palielinājums	53
§ 348. Divu lēcu sistema. Fokometrija	55
§ 349. Sferiskā aberācija spoguļos un lēcās	59

Svarīgākie optiskie instrumenti.

§ 350. Mikroskops	62
§ 351. Teleskops. Binoklis. Okulari	67
§ 352. Fotografiskais objektīvs. Projekcijas aparāts	71

Gaismas dispersija.

§ 353. Dažas definīcijas. Balta un krāsaina gaisma	74
§ 354. Krāsu dispersija. Spektrs	77
§ 355. Linijspektri. Emisijas un absorpcijas spektri	79

§ 356.	Dispersijas lielums. Achromatisms	84
§ 357.	Chromatiskā aberācija. Achromatiskas lēcas	87
§ 358.	Spektrālie aparāti	99
§ 359.	Normalā un anomalā dispersija	92
§ 360.	Vaņavīksne	95

Interference.

§ 361.	Gaismas viļņi	97
§ 362.	Gaismas enerģija	99
§ 363.	Superpozīcijas princips optikā. Interference	100
§ 364.	Dažādi interferences gadījumi	104
§ 365.	Interference plānās filmās	106
§ 366.	Ņūtona gredzeni. λ -mērīšana	110
§ 367.	Interferometri	113
§ 368.	Optiskie stāvviļņi. Krāsu fotografija	117

Difrakcija.

§ 369.	Huygens'a princips. Fresnel'a zonas	119
§ 370.	Difrakcija ap šķērslī. Difrakcija no malas	122
§ 371.	Difrakcija no cauruma un no spraugas	127
§ 372.	Vairakas spraugas. Difrakcijas režģis	131
§ 373.	X-staru difrakcija. Kristālu struktūra	137
§ 374.	Optisko instrumentu spējas. Ultramīkroskops	143

Polarizācija.

§ 375.	Dabiskā un polarizētā gaisma. Polarizācija pie refleksijas	146
§ 376.	Polarizācija pie dubultlaušanas	149
§ 377.	Polarizācijas prizmas	153
§ 378.	Viļņu izplatīšanās vienas un divas kristālos. Huygens'a teorija	155
§ 379.	Cirkulārā un eliptiskā polarizācija	158
§ 380.	Polarizētas gaismas interference	164
§ 381.	Polarizācijas plāksnes rotācija. Sacharimetrija	167
§ 382.	Rotācija magnetiskā laukā un deformētos apvidos. Kerr'a efekts	172

Gaismas emisija un absorpcija.

§ 383.	Dažādi emisijas gadījumi	174
§ 384.	Gaismas absorbcēšanās	179

	Lap. p.
§ 385. Temperatūras emisija. Siltuma stari	183
§ 386. Ultrasarkanais spektrs	187
§ 387. Kirchhoff'a likums. Absolūti melna ķermeņa radiācija	191
§ 388. Enerģijas sadalījums spektrā. Radiācijas formulas	194
§ 389. Radiācijas spiediens	200
§ 390. Ultravioletais spektrs	202
§ 391. Fluorescence un fosforescence	205
§ 392. X-staru izcelšanās. Nepārtrauktais spektrs . .	210
§ 393. X-staru līnījspektri	215
§ 394. Elektromagnētisko viļņu skala. γ -stari	219
§ 395. Gaismas absorpcija un izklaide. Compton'a efekts. Debess zilums	221
§ 396. Selektīvā («anomalā») dispersija. Optiskā rezo- nance	226
§ 397. Metalu optika	230
§ 398. Dopplera efekts optikā	234
§ 399. Zeemana un Stark'a efekts	236

Spektri un kvantu teorija.

§ 400. Spektru serijas. Balmer'a serija	239
§ 401. X-staru serijas. Moseley'a likums un atom- numurs	243
§ 402. Rutherford'a-Bohr'a atoms. Emisija un ab- sorpcija	248
§ 403. Emisijas un absorpcijas kvantu teorija	251
§ 404. Ūdeņraža spektrs	254
§ 405. X-staru spektru kvantu teorija	257
§ 406. Kvantu un viļņu teorija	261
Reģistrs	267
Svarīgākās drukas kļūdas	275

Sestā nodaļa.

Optika.

Gaismas izplatīšanās.

§ 333. **Iss optikas pārskats.** Viela jeb materija ir substance, no ka veidota mūsu redzamā jeb materiālā pasaule. Viņas īpašību aprakstam bija veltīts šīs grāmatas pirmais sējums. Tikpat liela loma kā materijai dabas dzīvē ir otrai pamatsubstancēi — elektrībai; tās īpašības aprakstītas šīs grāmatas otrā sējumā. Viela un elektrība ir tie pamatelementi, uz kuriem dibinās mūsu realā, tā sakot taustamā pasaule.

Bet ar to pasaulē īpašības vēl nav izsmeltas. Šiem diviem agentiem blakus stāv trešais, kurš tāpat visos dabas notikumos jem dalību — vienreiz vienā, otrreiz citā formā. Šis trešais agents ir enerģija. Parasti gan enerģija ir saistīta vai nu ar materiju, vai elektrību. Tā, piem., siltuma enerģija ir vielas molekulu kinētiskā enerģija, elektriskās strāvas («elektriskā») enerģija ir elektronu plūsmas nestā kinētiskā enerģija. Kad kādā vielā izlīdzinās temperatūra starp diviem punktiem, no viena punkta uz otru plūst enerģija. Tāpat visās tanīs ierīcēs, ar kuriem darām darbu, enerģija iet no spēka pielikšanas vietas uz darba darišanas vietu, piem. svirā. Visos šajos gadījumos enerģijas parādības norisinās vielā vai elektrībā; materija un elektrība ir itkā enerģijas nesejas.

Bet nu novērojumi rāda, ka enerģija var eksistēt arī pilnīgi neatkarīgi no vielas un elektrības un tāpat neatkarīgi no tām pārvietoties no vienas vietas otrā. Tā, piem., siltums no viena ķermeņa uz otru var pāriet tieši — abiem ķermeņiem nemaz nesaskaroties un bez materiāla vidutāja. Tā saules siltums nonāk uz zemi. Tāda no materijas neatkarīga enerģija ir arī gaisma un viņai līdzīgas radiācijas: elektromagnētiskie viļņi (II., § 285.), X-stari (II., § 321.), tad γ -stari (II. § 327.) u. c. No saules nākdama gaismas plūsma iet cauri starpplanetu un arī starpzvaigžņu telpai, kur nekādas materijas vai citas viņai līdzīgas substances nav. Tā gaisma kā enerģijas

plūsma var eksistēt arī vakuumā kā patstāvīgs, no materijas un elektrības neatkarīgs agents. Šis sējums būs veltīts viņas īpašību īsam aprakstam — Optikai.

Ka gaismai līdzīgi iet enerģijas plūsma, par to liecina daudzi fakti. Krizdama uz materiju, viņa tānī var absorbeties; no ta materijas iekšienē rodas enerģijas pieaugums, piem., ta sasilst, vaj viņā norisinās kādi citi enerģētiski procesi (fotoprocesi). Šis iekšējās enerģijas pieaugums vienmēr ir stingri absorbetam gaismas daudzumam proporcionāls. Arī tieši — mehaniski gaisma darbojas: absorbedamās vaj reflektedamās no ķermeņa virsmas viņa uz to spiež; par to būs runa vēlāk. Par to liecina arī tas, ka gaismas radišanai ir vajadzīga enerģija, piem., siltums, elektrisks potenciāls, pie kam noteikts siltuma daudzums vaj noteikta potenciāla diference var dot tikai noteiktu gaismas daudzumu. Tā tad arī optiskos notikumus regulē un kontrolē universalais enerģijas neiznīcības likums (I., § 28.). Tapēc vispār — kā gaismas rašanās, tā arī izplatīšanās ir enerģētisks notikums.

Gaisma kā fizikāls agents ienāk mūsu sajūtu pasaulē no ārienes. Viņu dod vaj nu kāds materiāls ķermenis tieši, pats viņu radīdams, vaj arī tikai svešu gaismu tālāk dodams (piem. to reflektedams). Turpretī redzešana ir vairāk fizioloģisks, resp. fotoķīmisks process, kurš norisinās mūsu acī, kad tur gaisma nonāk. Tā tad mēs kādu priekšmetu redzam tapēc, ka viņš raida gaismu — vaj nu pats savu, vaj svešu — uz visām pusēm, tā tad arī mūsu acī. Ar to mūsu ieskatā par gaismu un redzešanu ir gluži pretejs senās pasaules uzskatam, pēc kuļa mēs priekšmetu redzam tapēc, ka no mūsu acs iziet kautkas taustekļiem līdzīgs, kas līdz domātam priekšmetam aizgājis, dod ziņu par šī priekšmeta «izskatu».

Jautājums par gaismas dabu ir viens no vissvarīgākajiem optikas un arī visas zinātnes jautājumiem. Kā jau augstāk norādīts, gaisma ir uzskatāma kā enerģijas plūsma. Bet enerģijas formas var būt dažādas, tapat dažādaži var būt enerģijas izplatīšanās veidi. Kāda enerģija ir gaisma un kā viņa izplatās? Tiesa gan, ka arī optiskās parādībās *actio in distans* nevar būt, jo nekur citur viņa viedokli fizikā mēs attaisnot nevaram. Tapēc jāpieņem, ka arī gaismai ir kāds nesejs. Bet materiālas dabas viņš nevar būt, jo gaisma izplatās arī vakuumā un pat vēl daudz labāki nekā vielā. Tāpat elektriskā substancē nav gaismas neseja, tā tad kas cits. Tas rāda, ka jautājums par gaismas neseju ir sevišķi grūts jautājums.

Šis jautājuma atrisināšanas vēsture ir arī pašas optikas vēsture. Kā pirmais te mināms Ch r. H u y g e n s's, kurš 1678. g. publicēja hipotēzi, ka gaisma ir universalās hipotētiskās substances — etera

elastiski viļņi. Tā tad gaismss nesejs ir tas pats eteris, kas nes gravitācijas, elektrisko un magnetisko lauku. Bet Huygens'am drīzi vien radās pretinieks — Nūtons ar savu tā saukto «emisijas» teoriju, pēc kuŗas gaisma ir īpašu gaismas korpuskulu plūsma, kas no gaišā priekšmeta uz visām pusēm taisnā virzienā ejot nāk arī mūsu aci un tad tur rada noteiktu fizioloģisku efektu. Un tā kā Nūtona autoritate bija pietiekoši liela un viņa skolēnu citība sava skolotāja ideju propagandēšanā arī bija ievērojama, tad uz laiku emisijas teorija Huygens'a, tā saukto ondulācijas teoriju stipri nomāca. Tomēr tikai ar laiku. Kad vēlāk optikas faktu krājums kļuva lielaks, viņu izskaidrojumam ondulācijas teorija izrādījās daudz noderīgāka kā emisijas teorija. Sevišķi spilgti tas kļuva redzams pag. g. simteņa sākumā, kad Young's publiceja savu eksperimentu rezultātus par gaismas interferenci (1801).

Huygens'a ideju jo plaši izkopa tā paša pag. g. simteņa sākumā (1819) Fresnel's. Gaismas nesejs ir eteris. Tam ir noteiktas īpašības, kuŗas var mainīties, kad tas deformejas. Deformācija rodas etera blīvumā mainoties; tā tad eterim, pēc Fresnel'a hipotēzes, ir struktūra, viņš itkā salikts no atsevišķām etera partikulām — etera „atomiem“. Šīs partikulas ir saistītas ar noteiktiem quazi-elastiskiem spēkiem. Tā tad eteris atgādina elastīgu apvidu, kuŗš kādā vietā deformēts izsūta šo deformāciju uz visām pusēm kā elastisku impulsu, resp. viļņu virkni. Šo deformāciju rada gaismu emitejošais mechanisms. Ar savu teoriju Fresnel's itin labi vareja izskaidrot kā Young'a interferences, tā arī jau agrāki pazīstamās gaismas polarizācijas parādības un gaismas parādības kristalos.

No Fresnel'a laikiem ondulācijas teorija turas fizikā līdz mūsu dienam. Ja neņem vērā pašu pēdejo gadu divdesmitu, tad gaismas viļņejādā daba vēselu gadu simteni nav tikusi apšaubīta. Gan jēdziens par to, kas gaismas starā viļņo, ir modificejies, bet ieskats par gaismu kā vilni ir palicis. Viena šāda modifikācija saistās ar Faradaya vārdu. Kā bija rādīts „Elektrības“ kursā, Faradaya pieder lielie nopelni elektriskā un magnetiskā lauka izpratnē. Viņa galvā dzima arī doma, ka gaismai ar šiem laukiem vajaga būt noteiktā sakarā. Viņš šo sakaru mekleja eksperimentāli; bet tā laika eksperimentālie līdzekļi, kas bija viņa rīcībā, bija, kā mēs to tagad zinām, nepietiekoši lai to kontaktētu. Bet viņa ideja palika un to no jauna uzjēma pag. g. simteņa otrā pusē J. C. Maxwell's (1873), radīdams no viņas savu gaismas elektromagnetisko teoriju.

Maxwell's domā gaismas vilni ne kā etera oscillejošas parti-

kulas radītu elastisku impulsu ķēdi, bet gan kā elektromagnētisku vilni, tādu pat, kāds rodas ap vibrejošu elektrisku oscillatoru (II, § 285.), tikai ar to stāpību, ka redzamās gaismas viļņa garums ir daudz mazāks par parasto elektromagnētisko viļņu garumu. Kā atzīmētā vietā jau minēts, Maxwell's elektromagnētiskos viļņus arī vēl nepazīna, bet viņu īpašības teoretiski tikai paredzēja. Tā viļņa elektromagnētiskā gaismas teorija radās ne kā analogija ar elektromagnētisko viļņu teoriju, bet kopā ar to. H. Hertz's bija tas, kam izdevās Maxwell'a paredzējumus un teoretiskos slēdzienus eksperimentāli realizēt un tā viļņa teoriju apstiprināt (1888). Tapēc tagad ideju, ka gaismai ir elektromagnētiska viļņa daba, var uzskatīt kā dominejošu fizikā.

Tomēr te atzīmejama nupat kā minētā pēdējā gadu divdesmitā radusies un izkoptā doma, kuŗa gaismas viļņejado dabu, vismaz daļai, apšaubā. Šī doma ir saistīta ar M. Planck'a un A. Einstein'a vārdiem. Pirmais no viņiem jau pašā šī gadu simteņa sākumā (1900.) nāca pie teoretiska slēdziena, ka radiācijas process nav, kā to domāja līdz tam, nepārtraukts process, t. i. ka radiācija no emitejošā ķermeņa nāk ārā ne nepārtrauktas plūsmas veidā, bet gan atsevišķām enerģiju porcijām. Šīs porcijas ir itkā visas vienādas vaj arī kā noteikta zināma enerģijas daudzuma — kvanta daudzkārtņi. Šo M. Planck'a ieskatu tad A. Einstein's liek savas gaismas kvantu teorijas pamatā, domādams gaismu kā atsevišķu gaismas enerģijas kvantu plūsmu. Kā redzam, ar to atzīvē Nūtona emisijas teorija itkā atdzīvojas, kaut gan ar citu saturu.

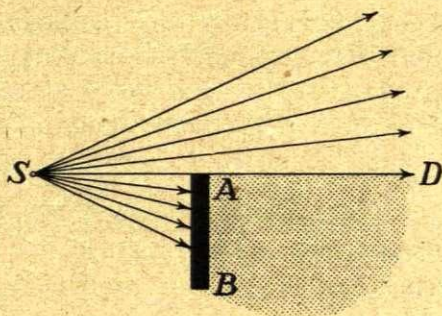
Gaismas kvantu teorijai ir savas pievilcīgās puses. Viena no tām ir tā, ka ar to tas ieskats, kurš viscauri dominē materiālas un elektrības pasaulē — atomistiskā teorija, būtu attiecināts arī uz enerģijas — gaismas pasauli. Tad atomisms būtu universāla pasaules īpašība. Bet pagaidām kvantu gaismas teorijai ir vēl tik daudz grūtību ceļā, ka elektromagnētiskās ondulācijas teorijas vietā viņa var stāties tikai retos, speciēlos gadījumos. Tapēc arī uz priekšu mēs gaismas īpašības un optiskos faktus aprakstīsim un izskaidrosim raugoties no ondulācijas teorijas viedokļa.

§ 334. **Gaismas izplatīšanās. Camera obscura.** Pamatot pie malas jautājumu par gaismas būtību, apskatīsim tagad dažas viņas īpašības. No savas izcelšanās vietas, no sava avota, gaisma kā fizikāls notikums izplatās uz visām pusēm apkārtejā telpā. Pilnīgi brīvi un netraucēti viņa iet tikai vakuumā; tad viņa apkārtejo telpu piepilda vienmērīgi un tā, ka kuŗā katrā telpas tilpumā, piem., 1 kub. cm, tās ir noteikts daudzums. Tāpat tas ir arī tad, kad šī

telpa homogēni piepildīta ar kādu, gaismu caurlaidošu, izotropu vielu, piem., gaisu, ūdeni, stiklu. Ari tad gaismas sastopama katrā telpas punktā. Kaut kuŗā šādā punktā novietots novērotājs vares konstatē, ka gaismas ir nākusi no avota taisnā virzienā un tieši viņa aci. Šo taisno virzienu no gaismas avota uz kādu apkārtejās telpas punktu sauc par *staru*. Tā tad redzams, ka gaismas stara jēdziens galvenā kārtā ir ģeometrisks jēdziens; viņa fizikalā nozīme ir grūti definējama. *Staru kūlis* ir vairaku, puslīdz vienā virzienā ejošu staru kopa.

Homogēnā apvidū punktveidīga gaismas avota dotie stari ir taisnas, radially ejošas līnijas. Jo tāļak no avota, jo stari vairak izkliedē; te stari ir *divergenti*. Kad atstātums starp avotu un novērošanas vietu ir ļoti (bezgalīgi) liels, staru divergence (uz neliela laukuma) ir ļoti maza; tapēc tad var runāt par *paralēliem* stariem. Tādus dod ļoti lielā atstātumā novietots gaismas avots, piem., saule.

Uzskats par gaismas staru kā taisnu līniju, t. i. jēdziens par gaismas izplatīšanos taisnā virzienā dibinās uz novērojuma: ja gaismas plūsmas ceļā atrodas kāds šķērslis, piem., necaurlaidīgs ekrāns *AB* (zīm. 1), tad aiz pēdejā ir ēna: telpa aiz ekrāna sadalās divās daļās: «gaišā», virs līnijas *SAD*, un «tumšā» — zem šīs līnijas. Šīs līnijas taisnums tad norāda, ka gaismas izplatīšanās virziens ir taisns. Bet te jau tūliņ jāpiezīmē, ka pirmkārt, tas ir tā tikai homogēnā apvidū. Ja, turpreti, pie *A* vaj citā kādā staru ceļa punktā apvidus īpašības, piem., blīvums, mainās, gaismas ceļš vairs nav taisns: gaismas stars lūzt. Šo gaismas lūšanas jeb refrakcijas parādību sīkāk aprakstīsim vēlākā nodalījumā (§ 341.). Otrkārt, arī homogēnā apvidū, gaismai kādam šķērslim garām ejot, taisnā

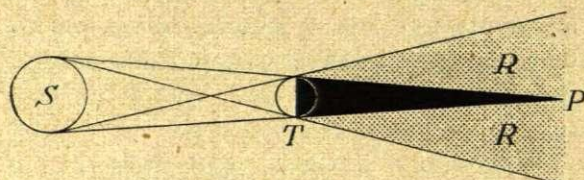


Zīm. 1.

Ēna.

līnija, t. i. šī šķēršļa ēnas asums ir tāds tikai pavirši un ar neapbruņotu aci, tā sakot makroskopiski novērojot. Ja ēnu robežas *AD* tuvumā pēta mikroskopiski, var atrast, ka viņa nav asa, bet ka stari no augšējās gaišās telpas liecas arī apakšējā tumšā, pie kam ēna iegūst noteiktu strukturu. Tomēr šī, par difrakciju sauktā parādība preti jēdzienam par gaismas izplatīšanos taisnā virzienā nerunā, kā par to būs stāstīts nodalījumā par difrakciju. Tapēc arī mēs uz priekšu viņu vērā neņemsim, bet domāsim gaismas starus taisnus.

Ja gaismas avots nav bezgalīgi mazs punkts, kā piem., tas domāts zīm. 1, bet savās dimensijās ir salīdzinams ar to šķērslī, kam viņa gaisma iet garām, tad rodas tā saucamā pusēna. Zīm. 2. to



Zīm. 2.
Pusēna.

rāda Saules - Zemes gadījumam: P ir pilna, RR — pusēna; viņas izcelšanās ir saprotama no zīmējuma.

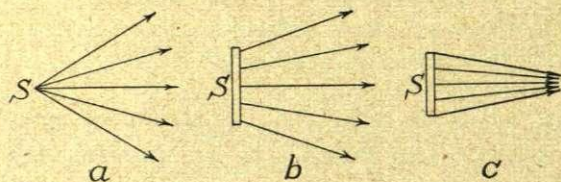
Ēna ir telpa bez gaismas vaj arī ar vāju gaismu (pusēna).

Mūsu acs viņu kon-

statē ne absolūti, bet gan tikai kā kontrastu ar apkārtni. Tapēc pilnīgi «tumša» telpa nav saredzama arī tad, kad viņai cauri iet pat ļoti intensīva gaisma. Nav saredzama arī «absolutā» ēna, bet viņas konstatēšanai ir vajadzīgs, lai viņa «kristu» uz kādu materiālu ķermeni, piem., sienu, galdu etc. Šādu sienu (dažreiz tikai iedomātu), uz kuŗas gaisma dod ēnas un apgaismojuma kontrastus, sauc par **ekranu**.

Šķēršļa ēna uz ekrana dod šķēršļa siluetu. Pēdejs dabiskajam šķēršļa izskatam ir jo līdzīgāks, jo perpendikularāki staru kūlim preti stāv ekrans. Bet ir jāsaprot, ka uz ekrana rodas šķēršļa ģeometriskā projekcija un nevis reljefs attēls. Tā, piem., sfera dod ripas veida ēnu, ripa — ripu, ellipsi vaj taisnu joslu, atkarībā no tā, kā viņa pret staru kūli (un ekranu) nostādīta.

Kā jau teikts, punkta veidīgs gaismas avots dod izkļīstošus (divergēntus) starus (zīm. 3., *a*). Lielāku dimensiju avots dod kā izkļīstošus, tā saeļošus (konverģēntus) starus (zīm. 3., *b* u. *c*).



Zīm. 3.
Diverģenti un konverģenti staru.

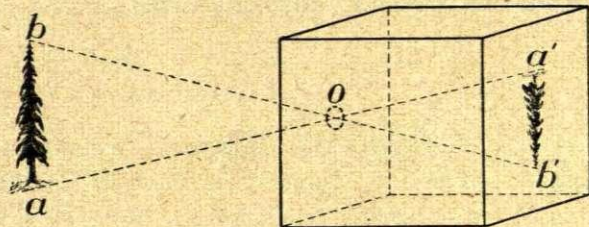
Diverģentu staru gadījumā kāda priekšmeta ēna ir lielāka par pašu priekšmetu un jo lielāka, jo tuvāki priekšmets ir avotam un jo tāļāki no priekšmeta stāv ekrans. Konverģentos staros ēna ir mazāka (zīm. 2., konuss

P), bet paralelos staros tikpat liela kā pats priekšmets.

Gaismas staru taisnumu ilustrē arī optiska ierīce, kuŗu sauc

camera obscura (zīm. 4). Ta ir kaste *A*, kuŗas priekšējā sienā ir neliels caurumiņš *O*.

Gaismas stari no kāda priekšmeta, piem., koka pa caurumiņu iekļūst tumšā kastē un dod uz dibena sienas koka attēlu. Šis attēls ir apvērsts: koka celms ir augšā (*a'*), galotne apakšā (*b'*). Ja kastes

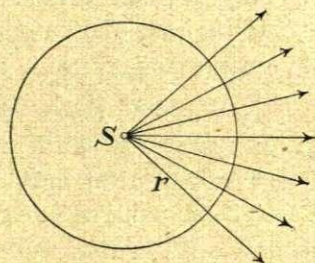


Zīm. 4.
Camera obscura.

dibensienas vietā noliek fotografisko plati, uz tās var dabūt paliekošu priekšmeta attēlu (negatīvu). Šāda ierīce tad ir visvienkāršākais fotografiskais aparāts. Dabūtais attēls būs jo asāks, jo mazāks būs caurumiņš *O*. Bet tomēr *O* nedrīkst būt tik mazs, ka viņā varetu rasties difrakcija. Ļoti asus attēlus dabū, ja caurumam priekšā aizliek stikla dubultizliektu lēcu (objektīvu).

§ 335. **Gaismas enerģija. Apgaismojums.** Gaisma, no avota līdz kādai vietai nonākusi, tur var dažādi parādīties. Tā, piem., krizdama uz kādu necaurspīdīgu ķermeni, viņa to sasilda. Staru ceļā novietots termoelements ar jūtīgu galvanometru uzrāda strāvu, kuŗa eksistē tik ilgi, kamēr vien gaisma termoelementa savienojumā absorbejas. Tāpat daudzus ķīmiskus procesus viņa ievada: iedarbojas uz fotografisku plati, uz mūsu aci, rada fluorescenci un fosforescenci (§ 392.). Kritot uz metālu, piem., Zn plati, gaisma rada viņā fotoefektu (II., § 322.) — no metāla sāk nākt ārā elektroni. Ari tieši — mehāniski gaisma darbojas: kā jau minēts, kritot uz materiēliem ķermeņiem, viņa uz tiem spiež. Viss tas liecina, ka gaismai iet līdzī enerģija. Šī enerģija var būt lielāka vaj mazāka. Tapēc rodas jautājums, kā viņu mērit?

Domasim punktveidīgu gaismas avotu *S* (zīm. 5.) un piejemsim, ka viņš vienā laika vienībā izlaiž *E* enerģijas vienības. *E* mēro avota gaismas stiprumu. Ja apkārteņā telpa ir homogēna, šī enerģija vienmēriģi izklist uz visām pusēm. Tā katrā telpas punktā varesim konstatēt zināmu enerģijas plūsmu. Ja gaismas avots ir konstants, tad šī plūsma būs



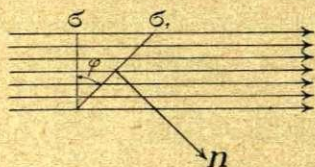
Zīm. 5.

stacionara. Tapēc, ja atstātumā r no avota domasim vilktu sferu, tad cauri tās virsmai vienā laika vienībā izies visa enerģija E , bet vienai virsmas laukuma vienībai (1 cm^2) ies cauri

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

enerģijas vienības. Šis skaitlis I ir pašreizējai gaismas plūsmai domatā vietā (atstātumā r no avota) īpatņejs lielums; viņš mēro apgaismojuma intensitāti jeb ilumināciju domatā vietā. Kā redzam, ta ir avota stiprumam tieši proporcionāla un kritas proporcionāli attāluma kvadrātam. Paralelos staros viņa ar atstātumu nemainas, bet konverģentos pieaug.

No sacītā redzams, ka par gaismas enerģijas mēru var jemt viņas doto ilumināciju noteiktā atstātumā no avota. Bet nav jāaizmirst, ka pēdejā ir atkarīga arī vēl no tā, zem kāda leņķa stari uz apgaismojamo virsmu krīt. Tas jo labi redzams paralelu staru gadījumā (zīm. 6.): cauri abiem virsmu laukumiem σ un σ_1 ejošais gaismas daudzums ir viens un tas pats, bet virsma σ_1 ir par σ lielāka, jo



Zīm. 6.

$$\sigma_1 = \frac{\sigma}{\cos \varphi};$$

φ tanī pašā laikā ir leņķis staru virzienu un noliektās virsmas σ_1 normali. No ta dabūjam, ka ja virsmas σ iluminācija ir I_0 , tad uz virsmas σ_1 viņa ir tikai

$$I = I_0 \cos \varphi.$$

Kad virsma σ ir stariem paralela ($\varphi = 90^\circ$), $I = 0$.

Mūsu platumos saules vīdejais stāvoklis pret horizontu ir ap $45-50^\circ$, sevišķi ziemā. Tapēc lai saules enerģiju izmantotu pēc iespējas vairak, ēku jumtus ir izdevīgi būvet tā, lai viņi saules stariem stāvetu normali preti, t. i. arī ar $45-50^\circ$ slīpumu pret horizontu.

No nupat teiktā par apgaismojuma atkarību no leņķa varetu rasties ieskats, ka kāds spidošs ķermenis izskatsies gaišaks, ja viņa virsma stāves preti mūsu aci nonākušam staram normali un tumšaks, ja stari no viņa virsmas nāks slīpi. Tomēr novērojumi rāda ka tā tas nav. Tā, piem., saules ripas centru un malas mēs redzam vienā un tanī pašā spilgtumā, kaut gan no saules vidus nākošie stari nāk

no viņas virsmas normali, no malām nākosie, turpreti, slīpi. Tas saprotams skatoties zīm. 7. Vienādo virsmas laukumu s dotās enerģijas ir dažādas, viena E_0 , otra E_φ . Centralā kūļa iluminācija ir

$$I_0 = \frac{E_0}{\sigma_0},$$

malejā iluminācija ir

$$I_\varphi = \frac{E_\varphi}{\sigma}.$$

Tā kā

$$\sigma = \sigma_0 \cos \varphi,$$

tad

$$I_\varphi = \frac{E_\varphi}{\sigma_0 \cos \varphi}.$$

Bet kā no zīmejuma redzams,

$$E_\varphi = E_0 \cos \varphi.$$

No tā nāk, ka

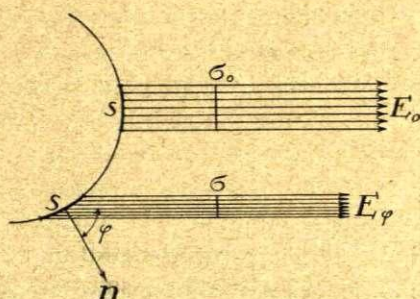
$$I_\varphi = I_0.$$

Šis fakts ir pazīstams kā Lambert'a likums.

Tā tad ir vienlīga vaj spīdošā virsma stāv mums tieši preti, vaj zem kāda leņķa — mūsu acs vaj cita kāda instrumenta reģistrētā gaismas intensitāte ir viena un ta pati. Tapēc arī, piem., apgaismota siena mums izliekas vienādā gaišumā, vaj mēs viņai stāvam tieši preti, vaj aplūkojam to slīpā virzienā.

§ 336. Fotometrija. Viens no visjūtīgākajiem gaismas konstatēšanas instrumentiem ir mūsu acs. Bet viņas dotais divu dažādu avotu stiprumu salīdzinājums būs kaut cik precīzs tikai tad, kad abu avotu dotie apgaismojumi stāves viens otram blakus (apgaismojumu kontrasts). Tapēc arī gaismas intensitāti mērojot acij jādod palīgā citas ierīces. Tādas sauc par fotometriem.

Gaismas intensitāti mērojot ir vajadzīga noteikta intensitātes vienība jeb noteikts gaismas avota standarts. Kā kuŗai katrai citai mēru vienībai, arī intensitātes vienībai jābūt pilnīgi reproducējamai un konstantai. Bet pilnīgi konstantu un praktiski nemainīgu gaismas standartu līdz šim vēl nav izdevies atrast. Vistuvāki tādām stāv tā saucamā Heffner-Alteneck'a lampa. Ta ir no metāla taisīta, ar degli un amilacetātu kā šķidrums. Ar 8 mm resnu degli dabūtu šādas lampas 4 cm augstu liesmu tad pieņem par gaismas stipruma vienību un sauc par Heffnera sveci. Šādas sveces 1 metra



Zīm. 7.
Lambert'a likums.

attālumā doto apgaismojumu tad jē kā iluminācijas normali un sauc *normalsveci*. Heffnera svece ir reproducējama ar precizitāti līdz 2 0/0.

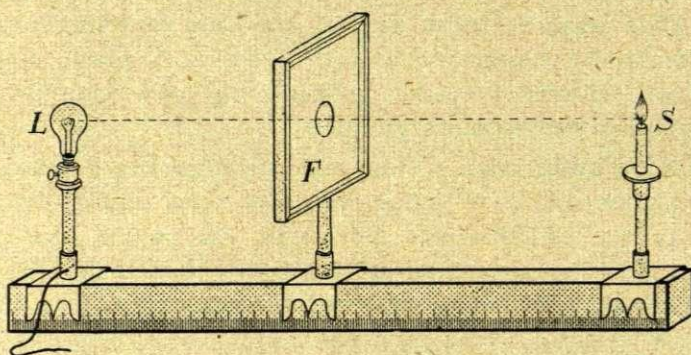
Pastāvīgaks būtu Violle'a ieteiktais gaismas standarts: viens kvadrat-centimetrs platina pie kušanas temperatūras. Bet praksē šis standarts ir stipri neparocīgs.

Fotometra konstrukcijas pamatā likta pag. § aprakstītā apgaismojuma atkarība no attātuma. Divi gaismas avoti ir vienādi stipri, ja viņi no vienāda attātuma kādā noteiktā vietā dod vienu un to pašu apgaismojumu. Ja, turpreti, vienāda apgaismojuma sasniegšanai viens avots jānotāda attātumā r_1 un otrs attātumā r_2 no apgaismojuma vietas, tad viņu gaismu stiprumi E_1 un E_2 stāv viens pret otru kā

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Ja $r_2 = 1$ metrs un ja E_2 ir Heffnera svecēs izteikts, tad no šī sakara viegli dabūjam tanis pašās vienībās izteiktu jemtā nezināmā avota stiprumu E_1 .

Zīm. 8 rāda Bunsen'a konstrueto fotometru. Rāmīti F iestiprināts papīra ekrans, kuŗa vidū ietaisīts taukains (parafinēts) plankums. Kā zināms, ja šādam plankumam skatas cauri uz kādu



Zīm. 8.

Bunsen'a fotometrs.

gaismas avotu, tad plankums izskatas gaišs kā apkārtejs papīrs. Ja, turpreti, viņam skatas cauri no tās pašas puses, no kuŗas uz viņu krīt gaisma, viņš izskatas tumšs, jo daļa gaismas cauri viņam aiziet projam. Nu ekranam vienā pusē novieto vienu gaismas avotu, piem., sveci S , otrā — pētāmo avotu L ; tad plankums, skatoties, piem., no L puses, izskatīsies tumšs vaj gaišs par ap-

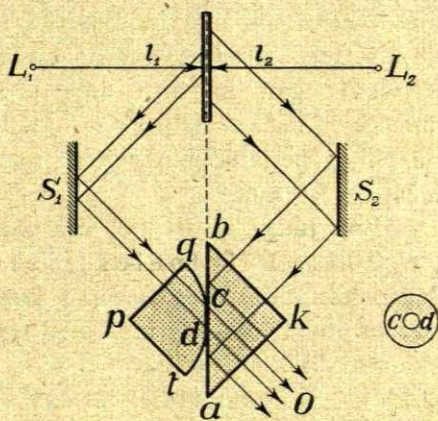
kārtejo neparafineto papīru, atkarībā no tā, vaj L dod stipraku vaj vājaku apgaismojumu kā avots S . Ja abi apgaismojumi būs vienādi, plankums būs vienādā gaišumā ar ekranu, no kādas puses mēs uz viņu arī neskatīsimies. Tapēc tuvinot vaj attālinot avotus no ekrana, vaj — kas tas pats — pārvietojot pēdejo starp avotiem tā, lai plankums no abām pusēm būtu vienādi apgaismots, varesim teikt, ka nu ir vietā

$$\frac{E_L}{E_S} = \frac{r_1^2}{r_2^2},$$

ja E_L un E_S ir abu avotu gaismu stiprumi un r_2 un r_1 viņu attālumi no ekrana. Lai ekrana pārvietošana un atstātumu atskaitīšana būtu ērtāka, abi gaismas avoti un ekrans montēti uz centimetros un milimetros iedalītas slīdes, tā saucamā «optiskā sola».

B u n s e n'a fotometram līdzīgs ir Jolly fotometrs. Viņš taisīts no 2 vienādiem, cik spējams tīra parafina gabaliem, apm. $8 \times 6 \times 4$ cm lielumā, kuŗi salikti kopā, bet ar starpā ieliktu staniola lapu. Vienu parafina gabalu apgaismo ar vienu, otru ar otru gaismas avotu. Iedama cauri parafinam, gaisma viņā izklaidejas uz visām pusēm, kapēc viņš, no malas aplūkots, izskatas gaišs. Gaismas avotus, resp. parafina paralelepipedu pārvieto tīkmēr, kamēr abas viņa puses izskatas vienādi gaišas. Tas nozīmē, ka abu avotu dotie apgaismojumi ir vienādi.

Daudz precīzāks par šiem abiem ir Lummer-Brodhun'a fotometrs. Viņa konstrukcijas schema redzama zīm. 9. Gaisma no abiem avotiem L_1 un L_2 krīt uz ģipsa plati l_1 l_2 ; plates dotā, difuzā gaisma nonāk uz spoguļiem s_1 un s_2 , reflektejas un ienāk stikla ķermenī $pqbkat$. Šis pēdejaiss ir taisīts no divām taisnām leņķa stikla prizmām. Prizmas akb hipotenuze ab ir līdzena, prizmas pqt hipotenuze — sferiska, un tikai pati sferiskās daļas virsotne cd līdzeni noslipeta tā, lai cieši piekļautos pirmās prizmas hipotenuzes plāksnei. Slīpejumam jābūt ļoti labam, lai starp abām virsmām nepaliktu gaisma pūšļi, jo pre-



Zīm. 9.

Lummer-Brodhun'a fotometrs.

tejā gadījumā saskaršanās virsma caurejošā gaismā izskatīsies neskaidra. Staru kūlis l_1S_1 , izgājis cauri stikla virsmai pq , ies cauri laukumam cd un pa virsmu ak izies ārā uz O (acs). Otrais kūlis l_2S_2 , ienāks stikla ķermeni pa bk ; videjā viņa daļa izies pa cd un aizies projam, otra daļa — malejā — refleksesies no sienām bc un da un nonāks novērotāja aci. Tā acs redzēs divus gaismas laukus: vienu cd , otru ap viņu — gredzenveidīgu — no virsmām bc un da (skat. zīm. pa labi). Pirmais atbilst tauku plankumam *Bunsen*'a fotometrā, otrs ekranam. Kad abu avotu L_1 un L_2 atstātumi r_1 un r_2 no plates l_1l_2 , ir tādi, ka

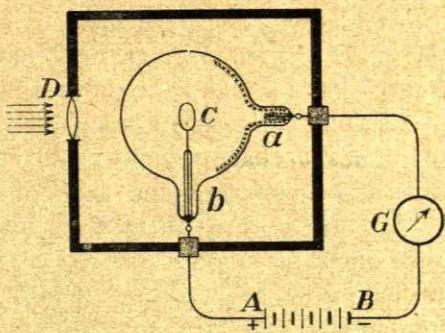
$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2},$$

robeža starp abiem laukiem izzūd un abi viņi saplūst kopā. Tas ir ļoti precīzi nosakams un tapēc šis fotometrs ir visai jūtīgs.

Kā redzam, visos aprakstītos fotometros gala vārds gaismas stiprumu salīdzināšanā pieder tomēr mūsu acij. Paša fotometra uzdevums ir abus avotu dotos apgaismojumus nostādīt blakus un pataīšīt vienādu. Kaut gan, kā jau minēts, divu apgaismojumu diferences noteikšanā acs ir mazāk jūtīga, tomēr fotometrā robežas izžušanu starp diviem gaismas laukumiem viņa var konstatēt diezgan precīzi (līdz 1%). Bet tas ir tā tikai tad, ja abas salīdzināmās gaismas ir ar vienādu krāsu. Krāsaino gaismu fotometrešana ir jau daudz grūtāka, jo te mūsu acs intensitātes noteikšanā var kļūsties ļoti plašās robežās. Tomēr ir fotometri, ar kuriem tas panākams. Te minesim vienu, tā saucamo «mirdzes» fotometru. Viņa konstrukcijas pamatā likta tā fizioloģiskā sajūta, kuŗa mums rodas, kad kādu ekranu, resp. ķermeni mūsu acu priekšā pārmaiņus aši apgaismo gan ar vienu, gan ar otru gaismu. Šī sajūta ir nepatīkama, ja abas gaismas ir dažādā stiprumā. Ja, turpreti, abu gaismu intensitātes ir vienādas, nepatīkamā sajūta pazūd arī tad, ja abas gaismas ir ar dažādām krāsām.

Ļoti jūtīgs fotometrs, kas neatkarīgs no mūsu acs un fizioloģiskās sajūtas, ir fotoelektriskais fotometrs. Viņā izlieto fotoelektriskās šūnas īpašības, par kuŗu jau bija runa II., § 322. Zīm. 10. rāda tā praktisko iekārtu. Apaļā stikla vāj kvarca bumbulī (ap 5 cm \odot) iekāseti divi elektrodi a un b . Bumbuļa iekšpusē ap elektrodu a pārklāta ar kāda fotoelektriska, piem., K vaj Na plānu kārtiņu. To sasniedz ar to, ka šūnu taisot viņā ielaiž šo metālu tvaikus un tad vietu ap elektrodu a atdzesē. Te metāla tvaiki kondensejas, radot uz sienas pussferas metāla kārtu, kas ir kontaktā ar elektrodu a .

Pēc tam bumbuli evakuē un vaj nu atstāj tukšu, vaj arī piepilda ar kādu inerti gāzi, piem., argonu, kurā *Na* vaj *K* neoksidejas, un tad aizkausē cieti. Elektrods *b* beidzas ar drāts cilpu *c*. Šī «šūna» atrodas noslēgtā kastē, tā ka gaisma viņai piekļūst tikai pa nelielu diafragmu vaj objektīva lēcu *D*. Elektrods *a* savienots ar 100—150 V baterijas negatīvo, elektrods *b* ar pozitīvo polu. Baterijas un šūnas ķēdē ieslēgts jūtīgs galvanometrs *G*. Kamēr šūna ir tumsā, ķēdē nekādas strāvas nav, jo starp *a* un *b* nav viņas neseju. Ja, turpreti, uz alkāla metala pussferu krīt (no *D* nākdama) gaisma, šis metāls sāk emitēt fotoelektronus, kuri, iedami uz pozitīvo elektrodu *c*, resp. *b*, rada ķēdē strāvu. Visi novērojumi liecina, ka emitēto elektronu skaits, tā tad arī viņu radītās strāvas intensitāte ir stingri kritošās gaismas intensitātei proporcionāla. Tā var ne tikai divu gaismas avotu stiprumus salīdzināt, bet mērot arī absolūtās vienībās.



Zīm. 10.

Fotoelektriskais fotometrs.

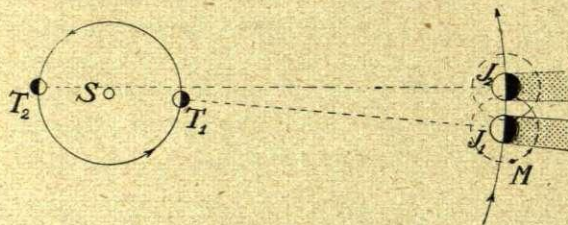
Fotoelektriskais fotometrs ir ārkārtīgi jūtīgs, sevišķi vēl ja galvanometra *G* vietā ir jemts kāds jūtīgs, piem., kvadrantu elektrometrs (II., § 207.). Arī kā reģistrējošu fotometru viņu var lietot. Tādam ir liela nozīme tur, kur gaismas intensitāte ar laiku mainas un kur šī maiņa ir jāzin, sevišķi vēl, ja viņa ir ilgstoša. Tā, piem., daudzreiz no svara ir zināt tā saucamo maiņus-zvaigžņu (dubultzvaigžņu) gaismas intensitātes mainīšanos. Tad kā galvanometru *G* jēn spoguļgalvanometru (II., § 252.) ar «gaismas rādītāju», t. i. no viņa spoguļa reflektētu gaismas staru, kurā gals staigā pa fotografisku filmu. Filma lēni tek uz priekšu (uztīta uz rotejoša cilindra). Kad viņu vēlāk attīsta, var noteikt, cik kādā mirkli galvanometra strāva ir bijusi stipra, resp. kāda ir bijusi tanī mirkli fotošūnā ieplūstošās gaismas intensitāte.

§ 337. Gaismas izplatīšanās ātrums. Gaisma kā fizikāls notikums, resp. kā etera deformācija izplatās ar galīgu ātrumu. Ja mēs zinātu etera blīvumu un elastības moduli (I., § 67.), šo ātrumu varetu aprēķināt (I., § 172.). Bet tā kā viņš ir pavisam hipotētisks un tādas pat ir viņa īpašības, tad gaismas izplatīšanās ātrumu meklējot jāiet eksperimentāls ceļš.

Sis ātrums ir visai liels, tik liels, ka viņam līdzīgu mēs zemes apstākļos nekur nesastopam. Tapēc ir grūti viņu ne tikai mērit, bet pat konstatēt viņa galīgumu. Aiz ša iemesla senāk valdīja ieskaits, ka gaisma izplatās pēkšņi, tā sakot ārpus laika. Bet jau Galilejs bija pārliecināts, ka gaismas ātrumam jābūt galīgam. Viņš arī pirmais to mēģināja izmērit, jemot palīgā akustiskā parasti lietoto metodi (I., § 171.). Tomēr viņa dabūtais rezultāts bija negatīvs; mēs tagad zinām, ka tas citādi arī nevareja būt, jo šī metode ir rupja un arī principiēli šim gadījumam nepiemērojama. Bet atzīmejams, ka neskatoties uz eksperimenta negatīvo rezultātu, Galileja pārliecība par gaismas ātruma galīgumu nemainījas.

Pirmais. kuŗa gaismas ātruma mērijumam bija pozitīvi rezultāti, bija daŗu astronoms O. Rōmer's. 1665. ģ. viņš nejauši grieza vērību uz to, ka Jupitera mēneŗu aptumŗoŗanos pētot gala iznākums atkarajas no ta, kur novēroŗanas brīdi atrodas Zeme — Jupiteram

tuvaki vaj tālāki no ta. Domāsim Sauli S (zīm. 11.) un ap to Zemes T un Jupitera J orbitas. J_1 ir Jupitera stāvoklis, kad Zeme ir pozīcijā T_1 un J_2 stāvoklis, kad Zeme ir pie T_2 . Tā kā Jupitera gads ir daudz ģarāks par Ze-

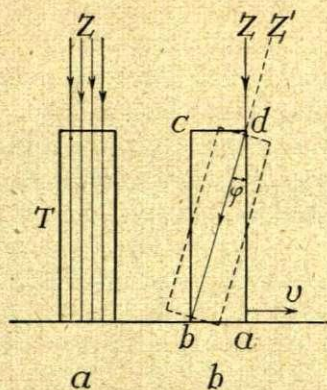


Zīm. 11.
Rōmer'a metode.

mes ģadu, atstātums $J_1 J_2$ ir relatīvi mazs; tapēc no liela atstātuma, t. i. no Zemes skatoties novērotājam izlīksies, ka pa to laiku, kamēr Zeme ir nogājusī no T_1 uz T_2 , Jupiteris būs palicis ģandrīz agrākā vietā. Jupiteram ir vairāki pavadoņi — mēneŗi. Katram no tiem ir noteikts riņŗoŗanas perīods, tā tad noteiktā mirklī katrs no tiem iegrimst Jupitera ēnā un noteiktā mirklī no tās atkal iznāk. Tas notiek ar stingru noteiktību, tapēc kautkuŗa mēneŗa M aptumŗoŗšanās sākumu un beīgas var uzskatīt kā noteiktos momentos no Jupitera raidītos signalus. Un nu Rōmer's novēroja, ka šie signāli parādas agrāki kā aprēķināts, kad Zeme ir pozīcijā T_1 , un vēlāki, kad Zeme ir pie T_2 . Laika diference τ starp siem diviem stāvokļiem ir vienmēr viena un ta pati, pēc Rōmer'a novērojumiem $\tau = 996$ sec. Rōmer's to pareizi uzskatīja kā laika sprīdi, kuŗš gaismai vajadzīģs lai ta no T_1 taisnā virzienā noietu līdz T_2 , t. i. lai izietu cauri Zemes orbitai. Zīnot pēdeģjās caurmēru $2R = 297\,000\,000$ km, ja R ir orbitas rādīuss, Rōmer's gaismas ātrumu c aprēķīna kā

$$c = \frac{2R}{\tau} = \frac{297\,000\,000}{996} = 298\,000 \frac{km}{sec}.$$

Otra, arī astronomiska, gaismas ātruma mērošanas metode jē pamatā parādību, kuŗu 1727. g. novēroja angļu astronoms Bradley's un kuŗu sauc par astronomisko aberāciju. Aberācijas izprašanai domasim kādu stāzvvaigzni Z (zīm. 12.), no kuŗas vertikāli uz leju nāk gaismas stari. Ja Zeme stāvetu mierā, uz tās nostādīts vertikāls teleskops T uzjēmtu šos starus vertikālā virzienā, kapēc novērotāja aci sasniegtu ikkatrs cauri teleskopa objektīvam izgājušais stars. (zīm. 12 a.). Bet nu Zeme līdz ar teleskopu kustas ar zināmu ātrumu v . Tapēc patiesībā novērotāja aci var nonākt tikai tie stari, kuŗi ieiet teleskopa augšgalā labā pusē, un arī tikai tad, kad pa to laiku, kamēr viņi noiet līdz teleskopa lejas galam (acij), pēdejs nebūs pagājis uz priekšu vairak kā par ab (zīm. 12 b.). Šo staru īstais ceļš teleskopā būs tad ne vairs vertikāls, bet no d uz b . Tapēc, lai tagad zvaigzne būtu redzama, teleskops jāpaliec kustības virzienā pa noteiktu leņķi φ . Tā novērotājam rāsies iespaids, ka novērojamā zvaigzne ir pagājusi viņa kustības virzienā uz priekšu un atrodas pie Z' .



Zīm. 12.
Aberācija.

No zīmējuma redzams, ka ja c ir gaismas izplatīšanās ātrums no Z uz leju, t. i. pašā teleskopā, un ja $l = da$ ir teleskopa garums, tad gaisma šo garumu var noiet laikā

$$\tau = \frac{l}{c}.$$

τ ir tas pats laiks, kuŗā teleskops pārvietojas par ab ; tapēc

$$\tau = \frac{ab}{v}.$$

Tas dod

$$c = \frac{l}{ab} v.$$

Bet

$$\frac{l}{ab} = \operatorname{tg} \varphi,$$

kuŗ φ ir aberācijas leņķis; no ta dabujam

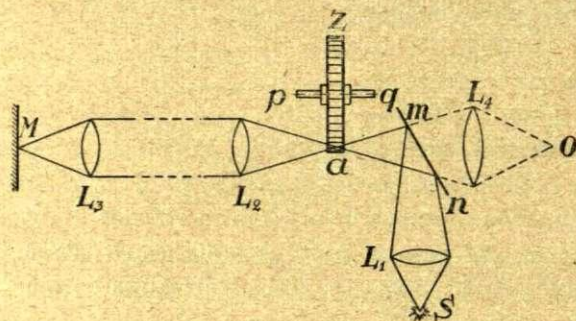
$$c = vtg \varphi.$$

Tā zinot zemes kustības ātrumu v pa tās orbītu un izmērojot aberācijas leņķi φ , var izrēķināt gaismas ātrumu. $v = 29 \frac{km}{sec}$; B r a d - l e y'a novērotais $\varphi = 20''$; tas dod

$$c = 308\,000 \frac{km}{sec}.$$

Aberācijas ilustrācijai jemsim vēl sekošo piemēru. Ja rāmā laikā list lietus, tad mierā stāvošam novērotājam lietus sargs būs jatur taisni virs galvas. Ja, turpreti, novērotājs ies vaj brauks, sargs būs janoliec uz priekšu — kustības virzienā, un jo vairak, jo ātraki viņš kustesies. Kustedamies novērotājs itkā skries vertikālās lietus strūklās iekšā; lai nesaslaptu, viņam lietus sargs būs japaliec uz priekšu.

No n e a s t r o n o m i s k ā m gaismas ātruma mērīšanas metodēm vispirms minesim F i z e a u metodi (1849. g.). Viņa izprotama no zīm. 13. S ir gaismas avots, no kuŗa diverģents staru kūlis iet cauri



Zīm. 13.
Fizeau metode.

lēcai L_1 , tad reflektejas no spoguļa mn un kā konverģents kūlītis iet uz lēcu L_2 , kuŗa nostādīta tā, lai pēc viņas stari būtu paraleli lēca L_3 šos starus atkal sakopo uz spoguļi M , no kurienes tie reflektejas no jauna un nāk pa agrako ceļu atpakaļ. Spoguļis mn ir tikai vāji ap-

sudrabots, kapēc atpakaļnākošā gaisma viņam var pa daļai iziet cauri un nonākt novērotāja acī pie O . Te novērotājs redzēs avota S attēlu. Tani vietā a , kur uz priekšu ejošo un no M atpakaļ nākošo staru kūļi kļūst ļoti šauri, novietots zobritenis Z , kurš ap horizontālu asi pq var griezties tā, ka viņš gaismu pie a vaj nu ar saviem zobiem noslēdz, vaj arī izlaiž to pa zobu starpu cauri. Kad viss nostādīts, ritenim liek griezties ar kādu noteiktu ātrumu. Šis ātrums var būt tāds, ka kāds stars, iziedams pie a riteņa zobu starpai cauri un pēc refleksijas no spoguļa M atnākdams atpakaļ, pie a sastaps nākošo, vaj vispāri kādu no nākošām zobu s t a r p a m. Tad viņš nonāks līdz O , tapēc novērotājs te visu laiku redzēs S attēlu. Bet riteņa griešanās

ātrums var būt tāds, ka katrs caur a uz M aizgājušais stars, atgriezies sastaps savā ceļā riteņa z o b u. Tad punktā O būs tumsa. No ta redzams, ka pamazam mainot zobriteņa griešanās ātrumu, varesim sasniegt to, ka punktā O gaisais attēls mainīsies ar tumsu.

Pieņemsim, ka eksperimenta sākumā staram ceļā stāveja zobu starpa. Tad riteni griezt sākot vispirms pie zinama ātruma novērosim tumsu. Tas būs tad, kad atpakaļnākošais stars sastaps agrakai starpai b l a k u s g u l o š o z o b u. Rotācijas ātrumu palielinot dabūsim atkal gaismu: tad atpakaļnākošais stars sastaps n ā k o š o starpu. Pēc tam tumsu dos n ā k o š a i s z o b s, tad atkal gaismu a i z n ā k o š ā starpa u. t. t. Pieņemsim, ka pēc tam, kad gaisma ir n reizes pazudusi un n reizes atkal parādas, mēs riteņa rotāciju vairs nemainam. Tas nozīmē, ka pa to laiku τ , kamēr gaisma no a noiet līdz spogulim M un atnāk atpakaļ, zobritenis ir pagriezies par n zobu starpam. Ja ritenim pavisam ir N zobu un ja viņa griešanās periods šīnī brīdī ir T sec, tad pagriezienam pa vienu zobu ir vajadzīgs laiks $\frac{T}{N}$, bet pagriezienam pa n zobiem laiks

$$t = \frac{nT}{N}.$$

Tas tad ir arī τ . Ja atstātums starp Z un M ir l , tad gaismas ātrums c starp Z un M ir

$$c = \frac{2l}{\tau} = \frac{2l \cdot N}{nT}.$$

Eksperimentējot ar $l = 8000$ m, izmērot T , zinot N un saskaitot n , Fizeau dabū

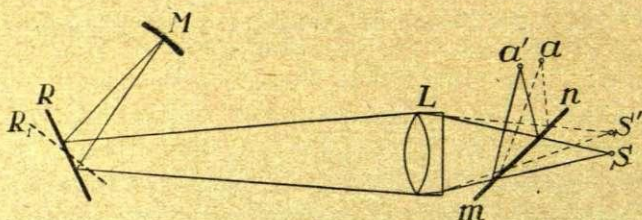
$$c = 315\,000 \frac{km}{sec}.$$

Fizeau metodei ir savi trūkumi. Tos vēlāk pa daļai novērsa Cornu, dabūdam gaismas ātrumu starp

$$301\,000 \text{ un } 307\,000 \frac{km}{sec}.$$

Kā nākošo «zemes metodi» atzīmesim vēl Fizeau un Foucault metodi. Viņa skiceta zīm. 14. S ir gaismas avots, mn — vāji apsudrabots spogulis, L achromatiska lēca (§ 358.). R ir rotejošs spogulis, M — nekustams, vāji ieliekts spogulis. Gaismas stars, iziedams no S un reflektedamies no spoguļa R , iet uz M un no turienes atpakaļ. Ja R stāv mierā, stara atpakaļ-ceļš ir tāds pat kā

turpu-cejš, un punktā a' mēs no «pusapsudrabotā» spoguļa dabujam S attēlu. Bet kad pa to laiku, kamēr stars iet no R uz M un atpakaļ, spogulis R ir pagriezies stāvokli R_1 , avota attēlu dabūsim kaut kur citur pie a . Atstātums aa' būs noteikts pie noteikta R



Zīm. 14.

Fizeau un Foucault metode.

rotešanas ātruma. Šo pēdejo zinot, var izrēķināt, par cik ir R pagriezies laikā τ , kad gaisma noiet ceļu $RM + MR$, un līdz ar to gaismas izplatīšanās ātrumu c . Pie $RM = 20$ m pirmos eksperimentos ir dabūts $aa' = 0,7$ mm, no ka nāk

$$c = 298\,000 \frac{cm}{sec}.$$

Šo metodi vēlāk papildinājis Michelson's, jemot $RM = 600$ m un iegūstot $aa' = 133$ mm. Viņa rezultāts ir $c = 299\,790$. Newcomb's, liekot $RM = 3600$ m, dabū

$$c = 300\,000 \pm 30 \frac{km}{sec}.$$

Tas arī ir vistīcāmākais no visiem rezultātiem.

Kā no pievestiem skaitļiem redzams, visas minētās metodes dod eksperimenta kļūdas robežās vienu un to pašu rezultātu. Tapēc kā videjo no viņiem var jemt gaismas izplatīšanās ātrumu vakuumā, resp. gaisā kā

$$c = 300\,000 \frac{km}{sec} = 3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}.$$

Gaismas refleksija un refrakcija.

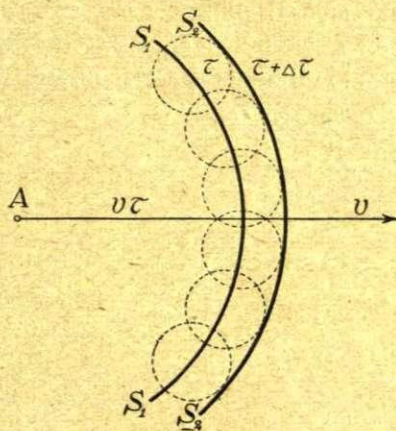
§ 338. Refleksija no lidzenas virsmas. Gaismu varam domāt kā uz priekšu ejošu etera deformāciju. Bet etera īpašības dažādās telpas vietās var būt dažādas. Tā, piem., elektriskā laukā eteris ir deformēts (II., § 192.), tā tad citāds kā neitrālā telpā. Tāpat

atomos un varbūt arī ap tiem eteris ir citāds kā no materijas brīvā telpā. Tapēc arī sagaidāms, ka gaismas izplatīšanās ātrums dažādos apvidos būs dažāds un ka pārejot robežu starp diviem dažādiem apvidiem gaismas izplatīšanās raksturs krasi mainīsies. Ikdienas novērojumi to arī apstiprina, jo pie katras pārejas no vienas vielas (apvidus) otrā novērojama kā gaismas refleksija, tā refrakcija.

Gaismas refleksijas mehānisms ir formēli līdzīgs to perturbāciju refleksijas mehānismam, kuŗas jau agrāki apskatītas akustikas nodaļā (I., § 167.). Vislabāki viņu varam izprast nostājoties uz Huygens'a principa viedokļa (I., § 166.): tāpat kā citas perturbācijas, arī gaisma eterī izplatās ejot no punkta uz punktu, pie kam katrs punkts (katrs etera tilpums), līdz kuŗam šī perturbācija (vibrācija) nonāk, pats kļūst par tādu pat perturbāciju centru. Tā katrs iepriekšējais punkts ir nākošā punkta ierosinātājs.

No kāda avota A izejot un ar ātrumu v izplatoties, gaisma laikā τ būs sasniegusi sfēras S_1 virsmu (zīm. 15.), ar rādiusu $r_1 = v\tau$. Šo virsmu saucim par gaismas viļņa fronti mirklī τ . Tani mirklī katrs šīs sfēras virsmas punkts pats kļūst par perturbāciju centru, no kuŗa uz visām pusēm iet gaisma. Kādā ļoti mazā laika sprīdī $\Delta\tau$ ap katru no šiem punktiem būs radušās mazas elementarsfēras ar ļoti maziem rādiusiem $\rho = v\Delta\tau$.

Visas šīs elementārās sfēras viena otrai savos sānos gulsies pāri, jo punktu — perturbāciju centru uz virsmas S_1 ir bezgalīgi daudz; gaismas izplatīšanās virzienā visām viņām būs kopeja aptverošā sfēra S_2 . Ta būs gaismas viļņa fronte mirklī $\tau + \Delta\tau$, un mēs varesim teikt, ka laika sprīdī $\Delta\tau$ viļņa fronte ir pagājusi stara virzienā uz priekšu no S_1 uz S_2 . Tagad nu atkal katrs sfēras S_2 punkts kļūst par perturbāciju centru; laikā $\Delta\tau$ ap sfēru S_2 būs radušies tāda pat elementarsfēru sistēma kā agrāki ap S_1 , kuŗām būs jauna kopeja fronte S_3 , u. t. t. Tā viena aiz



Zīm. 15.
Huygens'a princips.

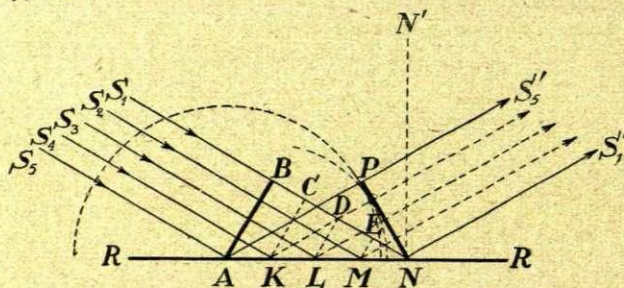
otras rādius sfēras S_1, S_2, S_3, \dots . Šī konstrukcija attiecināma arī uz gadījumu, kad laika sprīdis $\Delta\tau$ ir bezgalīgi mazs; tad bezgalīgi mazas būs arī laikā $\Delta\tau$ radušās elementarsfēras, un viļņu frontes

S_1, S_2, S_3, \dots būs bezgalīgi tuvu viena otrai. Gaisma stara virzienā būs gājusi uz priekšu no punkta uz punktu; bet, kā redzam, līdz novērošanas vietai atnākusi, kāda viļņa fronte S būs nākusi nevis taisnā gājienā no gaismas avota, bet cēlusies no iepriekšējās, bezgalīgi tuvās frontes.

Viena otrai sekojošās viļņu frontes punkta avota gadījumā ir koncentriskas sfēras. Kā tādas viņas ir stariem perpedikularas. Anizotropā apvidū izplatoties viļņu frontes var būt arī citadas, piem., elliptiskas. Tad viņas staram vairs nav normalas, resp. frontes normale neiet stara virzienā. Paralelu staru gadījumā viļņu fronte ir lidzena virsma un stariem perpendikulara.

Gaisma var reflektēties divējādi: regulāri un difūzi. Pirmā gadījumā reflektētais stars stāv pilnīgi noteiktā stāvoklī kā pret „krišošo” staru, tā pret reflektējošo virsmu. Šo pēdejo sauc par „spoguļi”. Otrā gadījumā reflektētā gaisma iet no spoguļa virsmas visos virzienos. Regulāri gaisma reflektējas no ļoti līdzinām virsmām (spoguļiem), piem., labi slipeta stikla, metala, no šķidrums līmeņa u. tml. Difūzi viņa reflektējas no nelīdzenu priekšmetu virsmām (papīrs, siena etc.).

Regulārās refleksijas likumi visiem ir pazīstami no ikdienišķiem novērojumiem. Viņi nes Snellius'a likumu vārdu: 1^o kritošais stars, reflektētais stars un spoguļa normale krišanas vietā guļ kopejā («krišanas») plāksnē; 2^o kritošais un reflektētais stars dod ar reflektējošo virsmu, resp. tās normali vienu un to pašu leņķi. Īsaki šo pēdejo likumu parasti izsaka tā: «refleksijas leņķis ir tāds pat kā krišanas leņķis».



Zīm. 16.

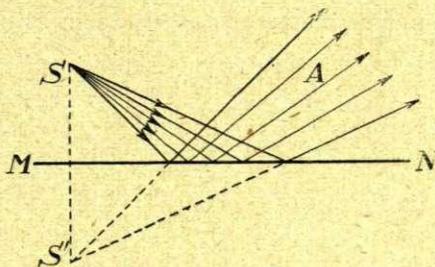
Regulārā refleksija.

Kaut arī āreji ļoti vienkārši, regulārās refleksijas likumi pēc savas būtības nav viegli izprotami. Te liela loma ir interferences parādībam (§ 364.). F o r m e l i regulārās refleksijas aprakstu dabujam izejot no Huygens'a principa, kā par to jau teikts I., § 167.

Zīm. 16. tas vēl reiz schematiski atkārtots. RR ir reflektejošā virsma, AB — kritošo paralelo staru līdzinā fronte, NN' — normale. Katrs spoguļa virsmas punkts, piem. A, K, L, M, N pats kļūst par radiācijas centru; zinamā isā laikā ap katru no tiem rodas maza elementarsfera. Refleksijas gadījumā no svara ir tikai tās šo sferu daļas, kuŗas nāk no spoguļa atpakaļ. Bet A, K, L, M, N kļūst par jaunu perturbāciju centriem ne vienā un tanī pašā laikā, bet pēc kārtas, sākot ar A . Tapēc, kamēr viļņu fronte nonāk līdz N , punkts A jau ir paspējis emitēt viļņu sferu ar radiusu BN , punkts K sferu ar radiusu CN , punkts L ar radiusu DN un punkts M ar radiusu EN . Visām šīm elementarsferām ir kopeja tangenciala plāksne NP , kas tanī pašā laikā ir arī reflektētā viļņa fronte. Viņa ar spoguļa virsmu dod tādu pašu leņķi kā fronte AB^*), tapēc arī reflektētie stari, kas viņai ir perpendikulāri, ar spoguļa virsmu dod tādu pašu leņķi kā fronte AB perpendikularie kritošie stari. Bet tad vienādi ir arī krišanas un refleksijas leņķi.

Atzīmējama vēl sekošā refleksijas īpatnība: stars S_5 , kas kritošā kūlī bija apakšā, reflektētā kūlī ir augšā, S_1 , kas bija augšā, tagad ir apakšā. Tapēc, ja kritošo staru fronte ir kāds zinams veidojums, piem., bultas veids, tad pēc refleksijas viņš ir apvērsts. Aiz ša iemesla mēs spoguļi redzam savu kreiso roku kā labo un otrādi.

Viegli saprotama sekošā konstrukcija (zīm. 17.): no S nākdams staru kūlis reflektejas no spoguļa MN virsmas un nonāk acī A . Tad acs redz gaismas avotu staru turpinājumā, t. i. punktā S' , kuŗš stāv simmetriski preti īstajam avotam S . Simmetrijas plāksne ir spoguļa virsma. Tapēc spoguļi redzamais priekšmeta attēls nav reāls, bet gan šķietams.

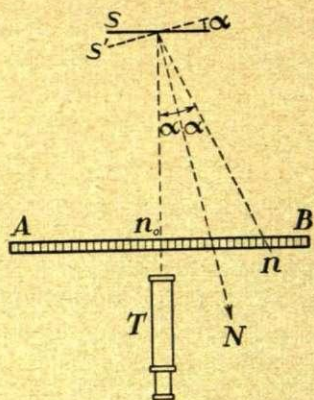


Zīm. 17.

No regulārās refleksijas praktiskiem pielietojumiem vēl atzīmesim mazu leņķu mērīšanas metodi. Ar šādu mērīšanas vajadzību var sastapties visos instrumentos ar «gaismas rādītāju», t. i. instrumentos, kuŗos kādas kustīgas

*) Tas redzams no trīsstūriem ABN un APN , kuŗi kā taisna leņķa trīsstūri, ar kopeju hipotenuzi, ir vienādi. Tapēc arī leņķis $BAN =$ leņķis ANP .

sistēmas pagriešanas mēro ar tās reflektētā gaismas stara pagriešanas, piem., galvanometros, elektrometros etc. Zīm. 18. S apzīmē kustīgas sistēmas spoguļi, T — teleskopu un



Zīm. 18.

Spoguļa un skalas metode.

AB — skalas, kas vienkāršības labā nostādīta paraleli spogulim un perpendikulāri teleskopa asij. Tad teleskopā būs redzama kāda videja, spoguļi reflektēta, skalas iedaļa; piejemsim, ka tā ir n_0 -tā iedaļa. Lai iedaļas vieta teleskopā būtu labi fiksejama, teleskopa redzes laukā ievilkts diegu krusts. Kad spoguļis pagrieziesies pa leņķi α stāvoklī S' , viņa normale N pagrieziesies pa to pašu leņķi, tapēc nu teleskopā būs redzama ta iedaļa n , kuŗa veido trīstūri $n S n_0$. No pēdeējā redzams, ka

$$n_0 n = n_0 S \cdot \operatorname{tg} 2\alpha.$$

Apzīmējot skalas atstātumu no spoguļa $n_0 S = l$, rakstam «gaismas rādītāja» pagājienu kā

$$n_0 n = l \operatorname{tg} 2\alpha,$$

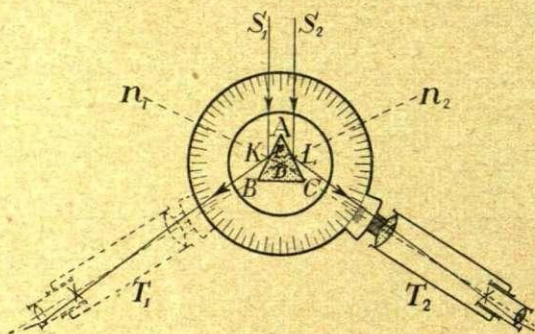
no kurienes

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{n_0 n}{l}.$$

Kad l ir dots metros, $\operatorname{tg} 2\alpha$ izteic instrumenta jūtību. Te atzīmējama interesanta spoguļa īpašība: ja spoguļis pagriežas

pa leņķi α , tad viņā redzamais attēls, resp. reflektētais stars pagriežas pa 2α .

Regulārās refleksijas likumus pielieto goniometrijā — leņķu mērošanā. No zīm. 19. redzams, kā mēro kādas prizmas leņķi A . Prizmu nostāda uz goniometra



Zīm. 19.
Goniometrs.

tra galdiņa. Ap galdiņa vertikālo asi var grozīties teleskops ar krustu-diegiem.

Teleskopam ap vertikālo asi grozoties, viņam pievienotais rādītājs, resp. noniuss iet pa horizontālu metāla skalu, kas iedalīta grādos un pusgrādos, tā kā leņķi starp ikkatrām diviem teleskopa stāvokļiem var izteikt grādos un to daļās. Leņķis A būtu zināms, ja zinātu leņķi starp normāliem n_1, n_2 , jo kā no zīmējuma redzams:

$$\angle A = 180^\circ - \angle n_2 D n_1 = 180^\circ - \angle T_2 E T_1.$$

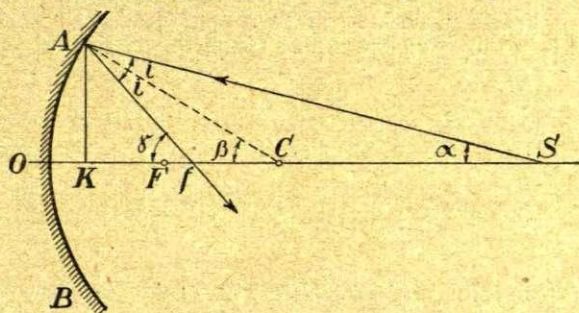
$\angle T_2 E T_1$ ir leņķis starp abām teleskopa pozīcijām T_1 un T_2 . Izmērojot pēdejo, dabūjam prizmas leņķi A . Stari $S_1 S_2$ nāk no metāla spraugas kā plata kūļa malejie stari.

§ 339. Refleksija no ieliektām virsmām. Gaisma var reflektēties arī no liektām virsmām. Vienkāršākā un praktiski arī vissvarīgākā ir refleksija no ģeometriski vienkāršām un regulārām, piem., sferiskām, eliptiskām, paraboliskām etc. virsmām. Šo apskatu iesāksim ar visvienkāršāko gadījumu — refleksiju no sferiskas ieliekas jeb konkavas virsmas.

Liektām, tāpat kā līdzenām virsmām pielietojama Huygens'a konstrukcija, jo liektas virsmas varam domāt kā saliktas no bezgala daudziem bezgala mazu līdzenu virsmu elementiem, t. i. kā poliedrus ar bezgalīgu daudzumu sānu. No otras puses, arī gaismas staru var uzskatīt kā bezgalīgi tievu; tapēc liektas virsmas refleksija nav nekas cits kā viņas līdzeno elementu refleksijas summešanās.

Zīm. 20. AOB ir ieliekta spoguļa griezums ar papīra plāksni.

O sauc par viņa polu, C ir viņa centrs; tapēc $CA = CO = CB$ ir spoguļa radiusi. OCS ir spoguļa galvenā ass. Pieņemsim, gaismas avots atrodas uz šīs ass punktā S . Stars SA , krīzdams uz spoguļi, reflektēties tā, ka krītošais un reflektētais



Zīm. 20.
Ieliekts spogulis.

stars ar spoguļa normāli pie A , t. i. ar radiusu AC , dos vienu un to pašu leņķi i . Optisko asi reflektētais stars sastaps punktā f . Šo punktu dabūjam šādā kārtā: apzīmesim $\angle ASO = \alpha$, $\angle ACO = \beta$ un $\angle AFO = \gamma$. Tad trīsstūrī AfS γ ir ārējais leņķis, kāpēc

$$\gamma = 2i + \alpha.$$

Tāpat trīsstūrī ACS β ir ārejšais leņķis, kapēc

$$\beta = i + \alpha.$$

Reizinot pēdejo vienādību ar 2 un atņemot no tās pirmo, dabūjam

$$\alpha + \gamma = 2\beta.$$

No šīs vienādības tad var atrast f vietu atkarībā no S un C atrašanās vietām.

Zinamos gadījumos šo vienādību var pārveidot tā, ka leņķu vietā nāk lineārie lielumi: gaismas avota atstātums no spoguļa OS , radiuss OC un atstātums Of . To var darīt tad, kad spoguļa atvārs jeb *apertūra*, salīdzinot ar OS , ir mazs, t. i. ja uz spoguļa kritošais gaismas staru konuss ASB ir šaurs. Tad, velkot $AK \perp OS$, bez lielas kļūdas var pieņemt $OK = 0$ un tad likt $SO = SK$, $CO = CK$, $fO = fK$. Tad

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{AK}{SK}, \operatorname{tg}\beta = \frac{AK}{CK}, \text{ un } \operatorname{tg}\gamma = \frac{AK}{fK}.$$

Bet tā kā tad arī leņķi α , β , γ ir ļoti mazi, tad viņu tg 'u vietā var likt radianos izteiktas viņu pašu skaitliskās vērtības:

$$\alpha = \frac{AK}{SK}, \beta = \frac{AK}{CK}, \gamma = \frac{AK}{fK}.$$

Liekot to augšējā leņķu sakarībā, dabūjam

$$\frac{AK}{SK} + \frac{AK}{fK} = \frac{2AK}{CK},$$

t. i.

$$\frac{1}{SK} + \frac{1}{fK} = \frac{2}{CK}.$$

Apzīmējot $SK = OS = d$, un $CK = CO = r$, $fK = fO = f$, dabūjam

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{r}.$$

Par šo formulu, kuŗu var saukt par ieliekta spoguļa formulu, vispirms jāsaprot vēlreiz, ka viņas dotais sakars starp d , f un r atbilst īstenībai tikai mazas apertūras, t. i. centralu staru gadījumā.

Otrkārt, tā kā viņa nesatur lieluma AK , tad visi šāda šaura kūļa stari, kuŗi uz spoguļi krit starp A un B , pēc refleksijas sanāk punktā f . Punktu f tapēc sauc par spoguļa fokusu.

Lielumiem d , f un r ir ne tikai skaitliska vērtība, bet arī noteikts virziens, jo viņi reprezentē starus un normali. Šos virzienus var vērot skatoties no pola O . Ir pieņemts tos virzienus, kuŗi no O iet kritošā gaismas stara virzienā, saukt par negatīviem, tos, turpreti, kuŗi iet gaismas staram preti, par pozitīviem. Tas nozīmē, ka ieliektam spoguļim ir pozitīvs, izliektam — negatīvs radius. Augšējā formulā d un f ir pozitīvi lielumi.

f un d formulā ieiet simmetriski. Tā kā r ir konstants, tad ja d samazinas, f pieaug, un otrādi. Viņus var vietām samainīt, bet tad to pašu var darīt arī ar punktiem f un S : ja f ir avota S fokuss, tad arī otrādi — S ir punkta f fokuss. Tapēc f un S sauc par konjugētiem fokusiem.

Atzīmesim divus ieliekta spoguļa speciēlus gadījumus. 1) Liksim $d = \infty$, t. i. domāsim S bezgala tālu no spoguļa. Tad kritošie stari būs galvenai asij paraleli un $f = \frac{r}{2}$; tas nozīmē, ka visi paralelie stari sanāk kopā fokusā, kas atrodas pusradiusa atstātumā no O , resp. C . Pēc nupāt par konjugētiem fokusiem teiktā ir redzams, ka ja šini punktā novietosim avotu S , tad no spoguļa uz bezgalību ies paralelu staru kūlis (prožektors). Punktu $f = \frac{r}{2}$ sauc par spoguļa galveno fokusu, viņa attālumu no O par galveno fokalo atstātumu un apzīmē ar F . Tapēc spoguļa formula ir arī tā rakstama

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}.$$

2) Kad $d = r$, arī $f = r$: no spoguļa centra izejošie stari sanāk viņā atkal atpakaļ.

Atzīmejams, ka ieliektā spoguļi dabūtais gaismas avota S attēls ir reāls, jo punktam f iet cauri reāli un tiešam reflektēti stari.

Pārskatāmaki un dažreiz izdevīgaki ir visus atstātumus spoguļi mērot ne no pola O , bet no galvenā fokusa F . Ja Ff apzīmesim ar y un FS ar x , tad $OS = d = x + \frac{r}{2} = x + F$ un $Of = f = y + \frac{r}{2} = y + F$. No ta

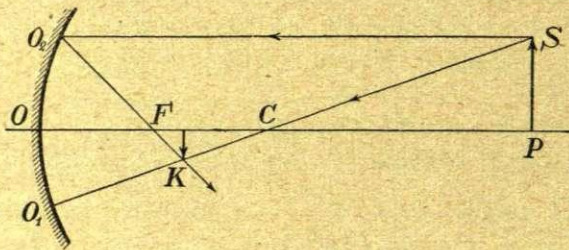
$$\frac{1}{x+F} + \frac{1}{y+F} = \frac{1}{F},$$

vaj citadi

$$xy = F^2.$$

Tā kā F^2 ir > 0 , tad x un y var būt tikai ar vienādām zīmēm, t. i. ieliektā spogulī gaismas avots un viņa attēls var būt vaj nu abi vienā, vaj abi otrā pusē no galvenā fokusa F .

Tā tas ir tad, kad gaismas avots atrodas uz galvenās ass. Kad viņš ir ne uz galvenās, bet kādas blakus-*ass*, piem., uz SCO_1 (zīm. 21), var rīkoties tā: no S velkam galvenai asij paralelu staru SO_2 .

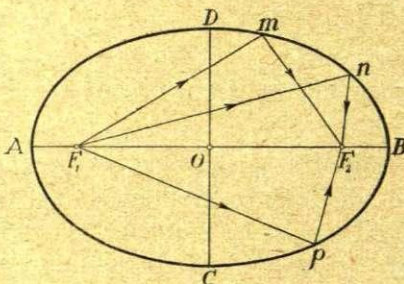


Zīm. 21.

Ja S no galvenās ass nav pārāk tālu, SO_2 var uzskatīt kā centrālu staru; tad viņš pēc refleksijas ies cauri galvenam fokusam F . Blakus asi viņš satiks punktā K . Ta tad arī būs avota S attēla atrašanās

vieta, jo tas būs punkts, kurā sastopas abi no S izgājušie stari SO_2K un SCK .

No nesferiskiem spoguļiem minesim eliptisko un parabolisko. Pirmais ir rotācijas ellipsoīds ar 3 asīm $a, b, c = b$. Zīmējuma plāksnē (zīm. 22.) viņš dod ellipsi. F_1 un F_2 ir ellipsoīda fokusi. Kā zināms, ellipses raksturīgā īpašība ir ta, ka viņā ikkatru



Zīm. 22.

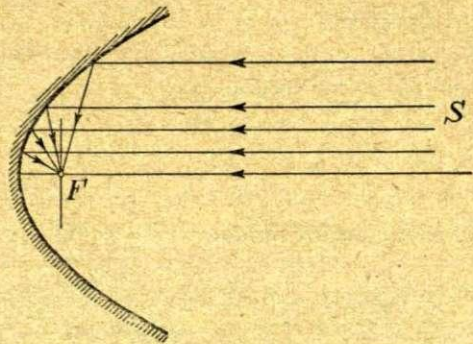
Elliptiskais spogulis.

divu konjugetu radius-vektoru summa ir viena un ta pati, t. i. piem., $F_1m + mF_2 = F_1n + nF_2 = F_1p + pF_2 = \dots = 2a$, ja a ir lielās ass AB puse. Tas ir visisakais ceļš starp vienu fokusu, kādu ellipses punktu un otro fokusu. Bet nu Fermat's ir rādījis, ka optikā ir vietā likums: gaisma iet no vienas vietas uz otro pa iespējami īsako ceļu (tā saucamais Fermat princips). Tapēc

gaismas stars, no viena ellipsoīda fokusa izgājis, pēc refleksijas no

viņa virsmas otrā atkal ieies. Abi ellipsoida fokusi arī optiski ir konjugeti.

Zīm. 23. rāda parabolisku spoguļa zīmējuma plāksnē. Kā tad lieto vaj nu paraboloidu, kuŗā visi aksialie, resp. centralie stari saiet vienā punktā F , vaj cilindrisku paraboloidu, kuŗam fokusa-punkta vietā ir vesela fokala līnija. Tāds spogulis redzams arī zīm. 270. šīs grāmatas II sējumā.

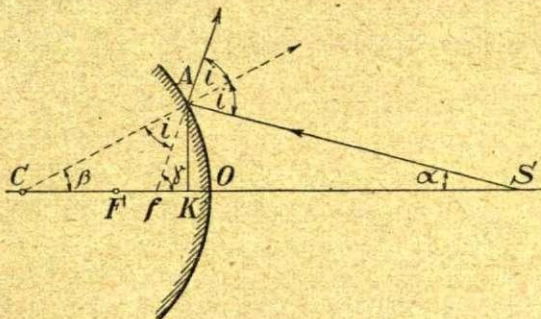


Zīm. 23.
Parabolisks spogulis.

Sferiska spoguļa fokuss F ir punkts tikai šaura kūļa, t. i.

centralu staru gadījumā. Ja kūlis ir plats un AK zīm. 20. liels, tad KO nav 0. Tad kūļa malējiem stariem būs cits saiešanas punkts (lielaks AK) — tuvaki centrā C . Ja galvenā fokusā novietosim ekranu (papīra gabaliņu), punktveidīga gaismas avota attēlu uz tā dabūsim ne vairs kā punktu, bet kā gaišu ripiņu. So parādību sauc par sferisko aberāciju. Par viņu tuvaki runāsim § 349.

§ 340. Refleksija no izliektām virsmām. Attēlu konstruēšana sferiskos spoguļos. Izliektu sferisku spoguļi rāda zīm. 24



Zīm. 24.
Izliekts spogulis.

Apzīmējumi te ir tādi paši kā zīm. 20. Kā redzam, te radiuss ir negatīvs; tapēc izliektu virsmu optikā sauc arī par negatīva liekuma virsmu. Ar tiem pašiem apzīmējumiem, kā agrāki

un
no kurienes

$$\begin{aligned} 2i &= \alpha + \gamma \\ 2i &= 2\alpha + 2\beta, \\ \gamma - \alpha &= 2\beta. \end{aligned}$$

Centralu staru gadījumā arī te attiecīgu leņķu tg' u vietā liekam pašus leņķus un tad dabūjam

$$\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{2}{r}.$$

Te $fO = f$ un $CO = r$ ir negatīvi, bet d — pozitīvs, jo OS iet preti kritošam staram. Tapēc arī te, to vērā ņemot, var rakstīt

$$\frac{1}{f} + \frac{1}{d} = \frac{2}{r}.$$

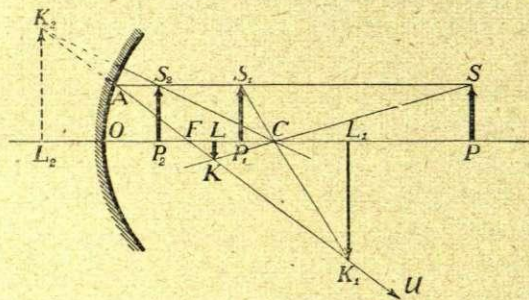
Kad $d = \infty$, $f = \frac{r}{2} = F$. Tas ir izliektā spoguļa galvenais fokuss.

Kā viegli redzams, arī te ir vietā likums

$$xy = F^2.$$

Izliekta spoguļa fokuss patiesībā neeksistē, jo viņu dod ne patiesībā reflektētais stars, bet tā ģeometriskais turpinājums; tapēc gaismas avota attēls tādā spoguļī ir ne reāls, bet šķietams.

Kad gaismas avots ir ne punktveidīgs, bet ar lielākām vai mazākām dimensijām, tad arī viņa attēls fokālā plāksnē ir ne punkts, bet ar zināmu lielumu. Šī attēla vieta un lielums ir no svara daudzos praktiskos gadījumos; tapēc tagad isumā aplūkosim, kā to atrast, un proti — grafiskā ceļā.



Zīm. 25.
Attēla konstruēšana.

attēls tāpat gules uz galvenās ass fokusā. Bultas augšas gals S atrodas uz blakus ass SC ; uz šīs ass būs arī viņa attēls, un acimredzot tāni punktā K , kur šo asi šķērs otrs, centrālais stars SAK . Tā LK būs bultas reālais attēls. Kā redzam, viņš būs apvērsts. Viņu varam novērot novietojot LK vietā nelielu papīra gabaliņu: uz tā attēls parādīsies kā gaiša bultiņa.

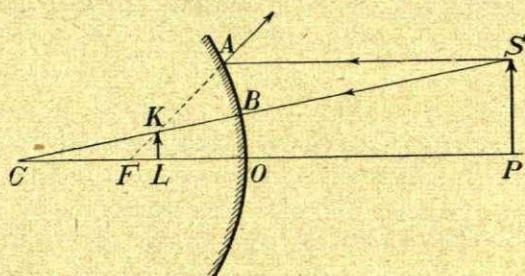
Tā kā attēls vienmēr atrodas fokālā plāksnē, tad atkarībā no objekta atrašanās vietas varam atzīmēt sekošus trīs gadījumus:

Domāsim zīm. 25. gaismas avotu — objektu — kā mirdzošu bultu SP . Viņas lejas gals P atrodas uz galvenās ass, tapēc šī gala

1) objekts SP stāv ārpus spoguļa centra un tālaku par radiusu. Tas ir nupat aprakstītais gadījums. Te attēls KL ir starp galveno fokusu un centru, viņš ir apvērsts un mazaks par objektu. Tani speciālā gadījumā, kad objekts ir bezgalībā, viņa attēls ir galvenā fokusā F . 2) objekts S_1F_1 ir starp C un F . Paralelais galvenai asij stars S_1A un blakus ass S_2C krustojas punktā K_1 . Tas ir objekta augšējā gala attēls. Apakšējā gala attēlu atrodam fokālā plāksnē uz galvenās ass punktā L_1 . Tā L_1K_1 būs meklētais attēls. Kā redzam, viņš ir ārpus centra, reals, apvērsts un lielaks par objektu. Kad objekts ir galvenā fokusā F , viņa attēls ir bezgalībā un mūsu acij nesaredzams. 3) objekts S_2P_2 atrodas starp F un O . Te blakus ass S_2C ar fokalo staru AFU nekur reāli nekrustojas, jo viņi ir diverģenti. To dara viņu turpinājumi aiz spoguļa punktā K_2 . Tapēc te attēls K_2L_2 ir ne reals, bet šķietams, taisns un palielināts.

No pievestās konstrukcijas redzams, ka pag. § uzrakstītais likums $xy = F^2$ visos šajos gadījumos tiešam ir vietā.

Tādā pat grafiskā ceļā var konstruēt attēlus arī izliektā spoguļi (zīm. 26.). Te galvenai asij paralelais stars SA reflektejas tā, itkā viņš nāktu no spoguļa galvenā fokusa. Ar blakus asi SBC punktā K krustojas viņa spoguļi pagarinātā, nerealā daļa. Punkts K ir punkta S šķietamais attēls un tāpēc KL ir šķietamais visa objekta PS attēls. Kā redzams, no izliektas reflektejošas virsmas dabūtie attēli vienmēr būs šķietami un taisni. Viņu lielums būs atkarīgs no objekta attāluma no spoguļa.



Zīm. 26.

Attēls izliektā spoguļi.

Attiecība, kādā stāv spoguļi dabūtā attēla lielums a pret objekta lielumu o , dod spoguļa palielinājumu. Kā redzams no zīm. 25., $\frac{a}{o}$ var būt kā lielaks par 1, tā arī mazaks. Salīdzinot trīsstūrus PSC un LKC , dabūjam palielinājumu

$$\beta = \frac{a}{o} = \frac{KL}{PS} = \frac{LC}{PC} = \frac{r - f}{d - r}.$$

Kombineta ar spoguļa formulu, ta dod

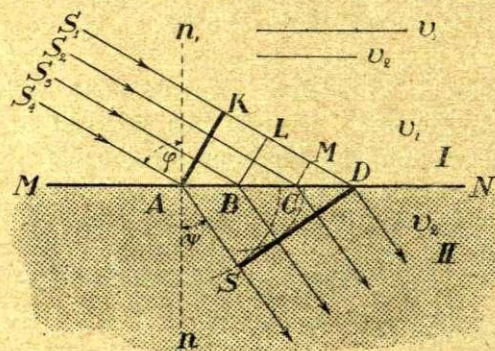
$$\beta = \frac{r}{2d - r}.$$

No ta varam katram objekta atstātumam atrast attiecīgo palielinājumu. Lieli d dod mazu β ; kad $d = r$, $\beta = 1$, t. i. attēls ir tikpat liels kā objekts. Kad $d < r$, $\beta > 1$: attēls paliek lielāks par objektu. Galvenā fokusā $d = \frac{r}{2}$, $\beta = \infty$. Tapēc attēls te nav saredzams. Objektam starp galveno fokusu un polu esot $2d < r$, t. i. β tad ir negatīvs. Tā tad negatīvs palielinājums nozīmē to, ka attēls un objekts abi ir vienā pusē optiskai asij, t. i. ka attēls ir šķietams. Tapēc izliektā spogulī (zīm. 26.) palielinājums vienmēr ir negatīvs.

§ 341. Refrakcija. Neviens reflektors nereflektē visu uz viņa krītošo gaismu. Ne tikai no spoguļa gluduma, bet arī no viņa materiāla reflektētās gaismas daudzums ir atkarīgs. Vislabākie reflektori ir metāli un no tiem savukārt sudrabs; sudraba spogulis reflektē līdz 95% no krītošās gaismas. Izolatori ir vāji reflektētāji, kā par to būs runā vēlāk.

Nereflektētā gaismas daļa vaj nu absorbejas spoguļa materiālā un pārvēršas siltumā, kā tas notiek necaurspīdīgos spoguļos, piem., metālos, vaj arī iziet spoguļa materiālam cauri. Bet kā vienā, tā otrā gadījumā cauri ejot spoguļa virsmai gaisma maina savu virzienu. Tad saka, ka gaismas stari, pārejot no viena apvidus otrā, lūzt. Šo parādību sauc par gaismas refrakciju.

Par viļņu refrakciju bija jau runā akustikā (I, § 167.). Tāpat kā refraksiju viņu ērti var aprakstīt, pielietojot Huygen'sa principu.



Zīm 27.

Gaismas refrakcija.

Vienkāršības dēļ domāsim atkal līdzenu virsmu MN (zīm. 27.), uz kuru krīt paralelu staru kūlītis $S_1 S_2 S_3 S_4$. Tālāk piejemsim, ka telpā virs robežas MN (apvidus I.) gaisma izplatas ar ātrumu v_1 , spoguļa materiālā (apvidus II) ar ātrumu $v_2 < v_1$. Šie divi ātrumi kā vektori attēloti zīmējuma augšpusē pa labi; noteiktības

labā viņi jemti ar samēru $v_2 = \frac{2}{3} v_1$. Tad viņa fronteī

AK spoguļa virsmai tuvojoties, virsmas punkti viens aiz otra kļūst par jauniem emisijas centriem: vispirms A , tad B , C un D . Laikā τ , kamēr fronte AK nonāks no K līdz D , ejot ar ātrumu v_1 un noejot ceļu $KD = v_1\tau$, ap punktu A spoguļa iekšienē jau būs radusies sferiska virsma, kas iet ar ātrumu v_2 ; šīs sfēras radiuss būs $AS = v_2\tau = \frac{2}{3}KD$. Kamēr fronte BL nonāks līdz

D , ap B būs radusies sfēra ar radiusu $= \frac{2}{3}LD$, u. t. t. Visām šīm elementarsfēram ap A , B , C būs kopeja tangenciala fronte SD , kuŗas normale rādīs lauztā kūļa virzienu. Šis virziens būs citads kā krītošo staru virziens. Tā refrakcijas iemeslis ir gaismas izplatīšanās ātruma maiņa pārejas slānī.

Apskatot trīsstūri AKD redzam, ka ja krišanas leņķis ir φ , tad tāds ir arī leņķis $\angle KAD$; tapēc $KD = v_1\tau = AD \sin \varphi$. No trīsstūra ASD , kuŗā $\angle ADS = \psi$, ja ψ ir refrakcijas leņķis, dabujam $AS = v_2\tau = AD \sin \psi$. No ta

$$\frac{v_1\tau}{v_2\tau} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi}.$$

Tā kā v_1 ir īpatneja konstante pirmajam apvidum un v_2 — otrajam, tad konstanta ir arī viņu attiecība. Tas nozīmē, ka arī attiecība

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \mu$$

ir abu apvidu pārim konstants lielums. Attiecību μ sauc par I un II apvidu relatīvo refrakcijas koeficientu. Ja I apvidus ir vakuums, tad $v_1 = c$; ta ir vislielākā iespējamā gaismas ātruma vērtība. Tad

$$\mu = \frac{c}{v}$$

ir II apvidus absolūtais refrakcijas koeficients. Viņš ir vienmēr lielaks par 1.

Pēc mūsu pieņēmuma $v_1 > v_2$; tapēc $\sin \varphi > \sin \psi$ un $\varphi > \psi$. Apvidu ar mazaku gaismas ātrumu sauc par optiski blīvaku. No ta redzam, ka ieejot no optiski mazak blīva apvidus optiski blīvākā, gaismas stars lūzdams tuvojas ieešanas vietā vilktai normalei un izejot no blīvaka apvidus mazak blīvā, stars no normales attālinas; tad relatīvais koeficients ir < 1 .

Augšējās abu sinu attiecības konstantuma konstatejums ir viens no Snelliuss'a refrakcijas likumiem. Otrs viņa likums izteic visiem pazīstamo fakti, ka krītošais stars un refraktejošās virsmas normale guļ vienā kopejā plāksnē. Vēlaki būs atzīmēti gadījumi, kad Snelliuss'a likumi pie refrakcijas nav vietā.

No sacītā redzams, ka stars lūzt tikai slīpi uz virsmu MN krītot. Normalā kritienā stara virziens nemainas.

Kā piemēru refrakcijai uz līdzenas virsmas apskatīsim gaismas stara cauri iešanu caurspīdīga materiāla, piem., stikla planparalelai platei (zīm. 28.). Plates materiāla refrakcijas koeficients lai būtu

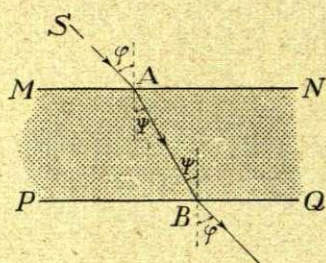
μ ; vienkāršības dēļ domāsim plati esam gaisā, kurā gaisma izplatas gandrīz ar tādu pat ātrumu kā vakuumā. Pie A stars lūzt, dodot refrakcijas leņķi tādu,

ka $\sin \psi = \frac{\sin \varphi}{\mu}$. Punktā B stars

pāriet no materiāla (optiski blīvāka) apvidus vakuumā. Te būtu $\sin \psi' =$

$\frac{1}{\mu} \sin \varphi'$. Bet tā kā $\psi = \psi'$, tad arī

$\varphi' = \varphi$, t. i. stars, izgājis platei cauri, iet paraleli krītošam staram.



Zīm. 28.
Planparalela plate.

Jā lielāks ir kādas vielas refrakcijas koeficients, jo lēnāki viņā iet gaisma, t. i. jo mazāks viņā ir noteiktā laikā noietais ceļa gabals. Apzīmējot šo pēdejo ar d , varam rakstīt

$$\mu \sim \frac{1}{d},$$

t. i.

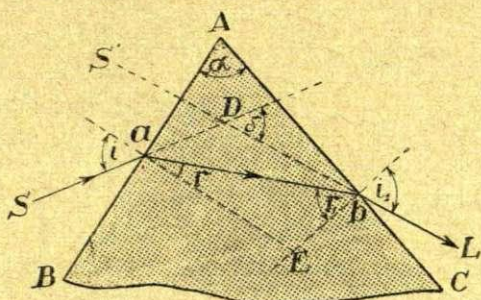
$$\mu d = \text{const.}$$

Tā tad gaismas stars materiālā apvidū kādu ceļa gabalu d iet μ reizes ilgāki kā vakuumā. Tapēc divu vaj vairāku staru gaitas salīdzinot jāņem vērā tas, kādos apvidos un kādus gabalus katrs stars ir gājis. To izteic augšējais produkts μd ; viņu sauc par optisko ceļu, lai atšķirtu no ģeometriskā ceļa d . Tikai vakuumā (eterī) optiskais un ģeometriskais stara ceļš ir identiski. Optiskais ceļš ir uz eteri reducētais ceļš. Tā kā materiālā apvidū $\mu > 1$, tad optiskais ceļš ir garāks par ceļu eterī. No sacītā redzams, ka ja kāds stars ir gājis ceļa gabalu d_1 apvidū ar refrakcijas koeficientu μ_1 , apvidū ar μ_2 ceļa gabalu d_2 , un apvidū ar μ_3 ceļa gabalu d_3 , tad viņa optiskais ceļš ir $s = \mu_1 d_1 + \mu_2 d_2 + \mu_3 d_3$.

Nepareizi būtu domāt, ka masas ziņā blīvākais apvidus ir viennēr arī optiski blīvāks. Tā, piem., ciederu eļļa un stiklis ir vienādi optiski blīvi, jo viņiem abiem ir vienādi refrakcijas koeficienti, bet eļļas masas blīvums ir ap četras reizes mazāks par stikla blīvumu. Tāpat var būt apvidi ar vienādiem masu, bet dažādiem optiskiem blīvumiem. Piemēram eļļa un alkohola šķīdums ūdenī šādā šķīdumā novietots eļļas piliens (Plateau eksperiments I, § 82.) gan negrimst, bet tomēr ir ļoti saredzams, kas liecina, ka gaismas laužamība viņā ir citāda nekā apkārteajā šķīdumā.

§ 342. Prizma. Refrakcijas koeficientu mērošana. Par prizmu optikā parasti sauc triju plāksņu norobežotu, caurspīdīgas vielas ķermeni ABC (zim. 29.). Vajadzīgas un nepieciešamas gan ir tikai divas plāksnes AB un AC ; trešā virsma BC var būt arī nelidzēna. Optiskos instrumentos viņas bieži lieto. Tāpēc apskatīsim, kādu gaitu

ņem kāds no ārienes viņā nonākošais gaismas stars S . Krizdams punktā a uz sāna plāksnes AB ar leņķi i , viņš lūzt un prizmā iet virzienā ab , ar leņķi r pret normali. Nogājis līdz otram sānam AC , viņš punktā b iet no prizmas ārā. Ja ap prizmu ir optiski mazāks blīvums apvidus, tad $i > r$ un $r_1 < i_1$ un stara gaita pēc prizmas ir bL . Šim staram preti nostādītai acij liksies, ka gaisma viņā nāk ne no S , bet no stara Lb turpinājuma, punkta S' . Leņķis δ starp šo un kritošo staru ir prizmas dotās refrakcijas mērs; viņš dod stara novēršanos jeb deviāciju prizmā.



Zim. 29.
Staru laušana prizmā.

Ja ap prizmu ir optiski mazāks blīvums apvidus, tad $i > r$ un $r_1 < i_1$ un stara gaita pēc prizmas ir bL . Šim staram preti nostādītai acij liksies, ka gaisma viņā nāk ne no S , bet no stara Lb turpinājuma, punkta S' . Leņķis δ starp šo un kritošo staru ir prizmas dotās refrakcijas mērs; viņš dod stara novēršanos jeb deviāciju prizmā.

Deviācija δ ir atkarīga ne tikai no prizmas refrakcijas leņķa $\angle A = \alpha$ un tās refrakcijas koeficienta μ , bet arī no paša krišanas leņķa i . Tiešam, kā redzams no zīmējuma

$\delta = \angle Dba + \angle baD = i_1 - r_1 + i - r = i + i_1 - (r + r_1)$.
Bet $r + r_1 = \alpha$, jo četrstūrī $AaEbA$ $\alpha + 2d + \angle aEb = 4d$, t. i. $\alpha + \angle aEb = 2d$, un trīsstūrī aEb $r + r_1 + \angle aEb$ arī $= 2d$.
No ta dabujam deviāciju

$$\delta = i + i_1 - \alpha,$$

no kurienes

$$i + i_1 = \delta + \alpha.$$

Tā tad tiešam δ ir no i atkarīgs. Kad leņķis i mainas, mainas arī deviācija. Bet nu novērojumi rāda, ka leņķim i no 0 līdz 180° mainoties, δ no sākuma samazinas, sasniedz zināmu minimumu un tad atkal pieaug. Nav grūti pierādāms, ka δ ir minimumā tad, kad $\angle i = \angle i_1$, t. i. kad stars prizmā iet paraleli viņas bāzei BC . Tiešam, piejemsim, ka tas tā nav, bet ka minimuma gadījumā i nav $= i_1$. Tad stara gaitu prizmā apgriežot, dabūsim staru $LbaS$ ar ieejas leņķi i_1 un izejas leņķi i . Ari tagad deviācija δ būs minimumā. Bet tad tas pats būtu arī tad, kad stars $LbaS$ kristu savam tagadejam stāvoklim simmetriski no S puses, kas nozīmētu, ka ir divi leņķi i un i_1 , pie kuriem δ ir minimums. Tas runā preti novērojumam un tapēc jāpieņem, ka $i = i_1$. Tad arī $r = r_1$ un

$$\delta = 2i - \alpha$$

$$2r = \alpha,$$

jeb:

$$i = \frac{\delta + \alpha}{2}, r = \frac{\delta}{2}.$$

Tā kā $\frac{\sin i}{\sin r} = \mu$, tad

$$\mu = \frac{\sin \frac{\delta + \alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}.$$

No šīs attiecības, zinot d un izmērojot minimalo deviāciju δ , var atrast prizmas materiāla refrakcijas koeficientu μ .

Kad prizma ir ļoti asa un α mazs, tad arī refrakcija un deviācija ir maza. Tad \sin vietā var likt pašus leņķus α un δ un rakstīt

$$\mu = \frac{\delta + \alpha}{\alpha} = 1 + \frac{\delta}{\alpha},$$

vaj arī tā:

$$\delta = (\mu - 1) \alpha.$$

Kad stars uz prizmas sānu krit perpendikulāri, $i = 0$, $r = 0$, un $r_1 = \alpha$. Tad

$$\delta = i_1 - \alpha, i_1 = \alpha + \delta, r_1 = \alpha;$$

tapēc

$$\mu = \frac{\sin(\alpha + \delta)}{\sin \alpha}.$$

Prizmas leņķis α mērojams ar § 338, zīm 19. aprakstīto goniometru.

Šādu pašu metodi var lietot šķidrums refrakcijas koeficientu mērojam. Tam nolūkam lieto tukšu stikla prizmu, salīmetu no planparalelam stikla plāksnem. Šādas plāksnes uz staru gaitu iespaidu neatstāj (zim. 28.), bet visa refrakcija norisinās prizmā ielietā šķidrums masā. Arī gāzēm refrakcijas koeficientu var tā mērot, kaut gan šī metode ir maz precīza. Par citām metodēm skat. § 343. un § 344.

Nākošā tabelē ierakstīti dažu vielu refr. koeficienti, mērojam viņus ar dzeltņās gaismas staru laušanu:

Vielā	μ
Dimants	2,417
Stikls	1,50—1,91
NaCl	1,544
Dzintars	1,546
Alkohols	1,361
Ūdens	1,330
Benzols	1,501
CS ₂	1,629
Gaiss	1,000243
H ₂	1,000142
Cl	1,000773

No šīs tabeles redzams, ka gāzu refrakcijas koeficients ļoti maz atšķiras no 1. Tas nozīmē, ka gaisā gaisma izplatās gandrīz tāpat kā brīvā eterī.

μ ir konstants domātam apvidu pārim, resp. domātam ķermeņim, bet mainās šo apvidus fizikalām īpašībām mainoties. Pirmā kārtā μ ir no blīvuma atkarīgs. Vispārī μ ir parasti jo lielāks, jo blīvāka ir viela, bet, kā jau teikts pag. §, vienmēr tas tā nav. Tas redzams arī no sek. tabeles (δ — blīvums):

Vielā	δ	μ
Chinolīns	1,0947	1,6094
Jodpropīls	1,7429	1,5008
Jodbenzols	1,8300	1,6124
Jodmetils	2,2582	1,5243

Pirmam šķidrumam ir mazs masas blīvums, bet optiskais blīvums liels. Pēdejam tas ir otrādi: liels masas blīvums δ , bet mazs refrakcijas koeficients.

Biot un Arago atrod, ka μ atkarību no δ var izteikt ar formulu

$$\frac{\mu^2 - 1}{\delta} = \text{const.}$$

Mascart's dod sakaru

$$\frac{\mu - 1}{\delta} = \text{const.}$$

bet H. A. Lorentz's un L. Lorenz's, neatkarīgi viens no otra, atrod, ka vislabāki tas izteicams ar

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} \cdot \frac{1}{\delta} = \text{const.}$$

Gazem visas šīs formulas ir noderīgas, šķidrumiem sevišķi pēdejā.

Lielumu

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2}$$

sauc par refrakcijas spēju. Tad $\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} \cdot \frac{1}{\delta}$ ir specifiskā refrakcijas spēja. Ja šo reizina ar vielas molekularsvaru M , dabū «molekularrefrakciju». Ir interesanti, ka daudzos gadījumos ķīmiski komplicētu savienojumu molekularrefrakciju var dabūt kā to «atomrefrakciju» summu.

Tāpat no temperatūras refrakcijas koeficients ir atkarīgs. Temperatūrai pieaugot refrakcijas koeficients parasti samazinas. To var izteikt ar empirisku formulu

$$\mu_t = \mu_0 - at + bt^2,$$

kur μ_0 ir refr. koeficients pie $t = 0^\circ$ (Celsija temperatūra), a un b — domātai vielai raksturīgas konstantes. Gaisam, piem., $a = 9,05 \cdot 10^{-7}$, $b = 2,35 \cdot 10^{-9}$.

Maxwell'a elektromagnetiskā gaismas teorija paredz starp kāda apvidus refrakcijas koeficientu un dielektrisko konstanti sakaru

$$\mu = \sqrt{K}, \quad \text{resp. } \mu^2 = K.$$

Tas nāk no gaismas, resp. elektromagnetisko viļņu izplatīšanās ātruma izteiksmes

$$v = \frac{c}{\sqrt{K}},$$

kur c ir viļņu izplatīšanās ātrums vakuumā (II, § 277.), jo

$$\mu = \frac{c}{v}.$$

Daudzos gadījumos, tiešām, šis paredzējums labi attaisnojas, ar ko Maxwell'a teorija iegūst ļoti solidu pamatojumu. Tas redzams no sek. tabeles:

V i e l a	μ^2	K
Ūdeņradis	1,000277	1,000273
Helijs	1,00007	1,000074
Cl (šķidr)	1,87	1,88
Dimants	5,66	5,50
Selens	6,02	6,60

Liekot $\mu^2 = K$, no augšējās Lorentz-Lorenz'a formulas dabujam jau agrāki (II, § 203.) uzrakstīto Clausius-Masotti formulu.

Tanī pat vietā bija minēts, ka anizotropās vielās dielektriskā konstante dažādos virzienos ir dažāda. Tapēc sagaidāms, ka šādos apvidos arī refrakcijas koeficienti, resp. gaismas izplatīšanās ātrumi būs dažādi. To arī rāda Boltzmann'a izmērītie koeficienti sēra kristalos (triju perpendikularu asu virzienos):

$$\mu_a^2 = 3,591 \quad K_a = 3,59$$

$$\mu_b^2 = 3,886 \quad K_b = 3,83$$

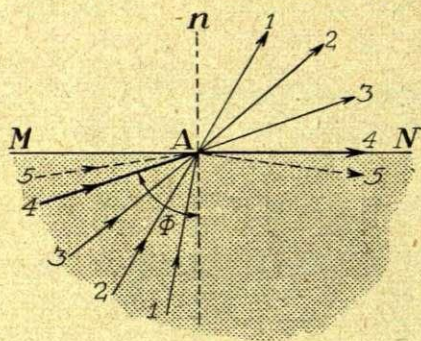
$$\mu_c^2 = 4,598 \quad K_c = 4,62$$

Kā no viņiem redzams, tiešām μ dažādos virzienos ir dažādi un gluži tādā atkarībā no K , kā to prasa Maxwell'a likums.

Tomēr ir novērojamas ievērojamas atkāpšanās no šī likuma. Tā, piem., stiklā $\mu^2 =$ ap 3, bet $K = 5,5 - 6$; ūdenim $\mu^2 = 1,8$, bet $K = 81$. Tomēr tas nerunā šim likumam preti. Ta izskaidrojums meklejams tanī faktā, ka μ ir ne tikai no tās vielas atkarīgs, kurā gaisma izplatās, bet arī no tā, ka vienā un tanī pašā vielā katram gaismas viļņu gaļumam ir savs refrakcijas koeficients. Šo

par dispersiju saukto parādību apskatīsim citā nodaļumā. Ja viņu jēm vērā, tad starp Maxwell'a likumu un novērojumu dabu pilnīgu saskaņu.

§ 343. **Totalā refleksija. Refraktometrs.** Kad gaisma krit no optiski mazāk blīva apvidus uz optiski blīvāku, viņa tāni iet, lai arī kāds būtu krišanas leņķis. Ne tā tas ir preteji gadījumā, kad gaisma iet no optiski blīvāka mazāk blīvā apvidū: tad daži stari, sākot ar zināmu krišanas leņķi, no pirmā apvidus ārā netiek. To



Zīm. 30.
Totalrefleksija.

lielumu $\varphi < 90^\circ$. Bet tad stars 4 ir arī pēdējais, kas no apakšējā apvidus augšējā var iet, un kāds nākošais, piem., stars 5, nāks apakšējā atpakaļ. Tas notiks ar visiem tiem stariem, kuŗu krišanas leņķi apakšējā apvidū ir lielāki par φ . Stari, sākot no 4, itkā reflektējas no virsmas MN. Šo parādību sauc par iekšējo jeb totalo refleksiju. Krišanas leņķi φ , pie kuŗa šī refleksija sākas, sauc par kritisko leņķi. Tāpat kā refrakcijas koeficients, viņš katrai vielai, resp. katram vielu pārim, kuŗas uz robežas MN satiekas, ir savs. Kā no zīmējuma redzams,

$$\frac{\sin \varphi}{\sin 90^\circ} = \sin \varphi = \frac{1}{\mu},$$

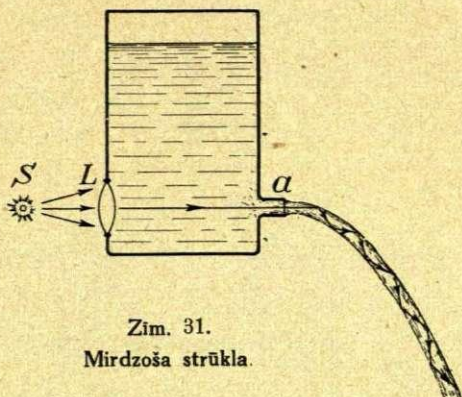
kur μ ir abu apvidu relatīvais koeficients. Ja stari iet no materiāla apvidus (apakšā) vakuumā, piem., gaisā, tad μ ir absolūtais koeficients Stiklam gaisā $\mu = 1,50$; tas dod (tuveni)

$$\varphi = 42^\circ.$$

Ūdenim $\mu = 1,33$; $\varphi = 48^\circ 5'$.

Ar totalo refleksiju izskaidrojamas daudzas parādības. Tā, piem., ja apaļa stikla stienņa vienā galā ielaiž gaismas staru kūli, viss stienis kļūst spilgti gaišs. Te stienī iegājušie stari izklīst uz visām pusēm, bet no viņa virsmas totali reflektēdamies stienī tomēr paliek.

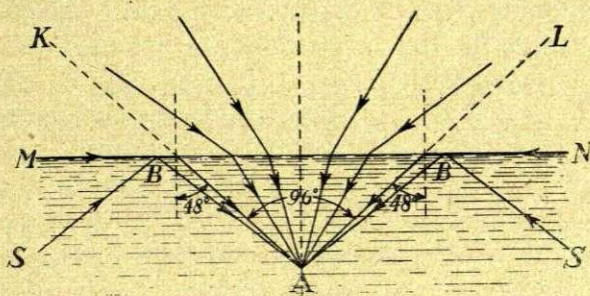
Tas notiek arī tad, ja stienis ir liks. To novērojam arī ar ūdensstrūklu. Zīm. 31. redzams trauks ar ūdeni, kas pa caurumu a var iztecēt. Preti caurumam ir stikla lēca L , pa kušu var traukā un strūklas galā ielaist šauru staru kūlīti. Neskatoties uz to, ka strūkla ir paraboliska, gaismas stars, totali no viņas virsmas reflektēdamies, paliek viņā iekšā. Tapēc strūkla gaiši mirdz.



Zīm. 31.
Mirdzoša strūkla.

Interessants ir jautājums, kādu iespaidu totalā refleksija atstātu uz mūsu acs uzņemto apkārtnes bildi, ja viņu novietotu rāmā ūdenī. Viņā iekļūtu gan visi no ārpasaules nākošie stari (zīm. 32.), bet

to dotā bilde būtu iespiesta staru konusā LAK . Tā kā ūdenim $\varphi = 48^\circ$, tad šis konuss būtu 96° . Tā ārpusauli tāda acs redzētu zem leņķa 96° un ne 180° kā gaisā. Pie tam bilde būtu „plakana”: uz krasta stāvoši cilvēki izskatītos ar kājam uz krasta, bet ar saviem

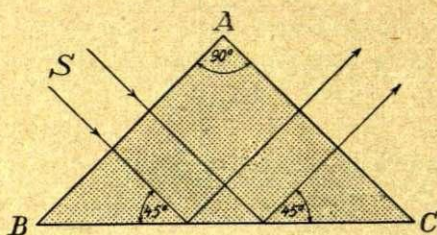


Zīm. 32
«Zivs acs».

ķermeņiem paraleli ūdens limenim.

Ja gribētu zināt, kāda tādai acij izskatās ārpusaule, tad tieši to novērot būtu grūti, jo mūsu acs ūdenim nav piemērota (priekšmeti neskaidri). Te vajadzīga «zivs acs». Tādu var dabūt ar camera obscura, kuŗas dibenssienai piestiprināta ūdeni necaurļaidīgā, bet caurspīdīgā kasetē ielēgta fotografiska plate vaj filma. Tad var dabūt ļoti interesantus uzņēmumus, no kuŗiem var spriest, kāda izskatās pasaule ūdens iemītņiekam. Tā, piem., no zīm. 32. ir redzams, ka zivs redz ne tikai to, kas atrodas virs limeņa, bet arī to, kas ir zem tā (stars SBA).

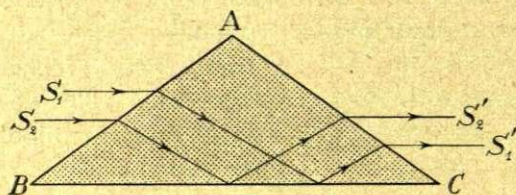
No praktiskiem totalās refleksijas pielietojumiem atzīmesim divus: vispirms tā saucamo totalreflektejošo prizmu (zīm. 33.). Viņai ir taisns leņķis pie A un leņķi 45° pie B un C . Gaismas stari, kritot normali uz sānu AB , iet tam nelauzti cauri un krīt uz hipotenuzi BC zem 45° . Tā kā stiklam kritiskais leņķis ir tikai 42° , tad šie stari no BC totali reflektejas, pēc kam iziet normali pret sānu AC no prizmas atkal ārā. Tā šāda prizma darbojas kā



Zīm. 33.
Totalreflektejoša prizma.

spogulis; bet viņai nav parasto spoguļu trūkumu, piem., dubultattēlu. No krītošās gaismas viņa reflektē ap 80% , t. i. tikpat cik labs sudraba spogulis.

Kā otru piemēru apskatīsim zīm. 34. attēloto prizmu. Viņas platais leņķis A jemts tāds, lai stari S_1S_2 , totali no pamata BC reflektedamies, ietu arī tālāk agrākā virzienā ($S'_1 S'_2$). Ar to tad būs panākts, ka stari būs samainījušies: stars S_2 , kas agrāk bija apakšā, tagad kā stars S'_2 būs augšā, agrāk augšējais stars S_1 tagad kā S'_1 , būs apakšā. Tapēc gaismas avota S_1S_2 attēls $S'_1 S'_2$ būs apvērsts. Šādu prizmu plaši lieto tur,



Zīm. 34.
Apvērseja prizma.

kur kādas optiskas, piem., lēcu sistēmas dotais priekšmetu attēls ir atēgarns un kur tas jaapvērš taisni, piem., projekcijas lukturi (§ 352); viņu sauc par apvērseju prizmu.

Atzīmejams, ka arī jau § 336. aprakstītā Lummer-Brodhun'a fotometrā totalrefleksija ir izlietota.

Atzīmejams, ka arī jau § 336. aprakstītā Lummer-Brodhun'a fotometrā totalrefleksija ir izlietota.

Totalo refleksiju izlieto arī instrumentā, ar kuŗu ērti mērojami šķidru un cietu vielu refrakcijas koeficienti, tā saucamā refraktometrā. Viņa princips izprotams no zīm. 35. D ir apaļš stikla

cilindrs ar cik spējams lielu refrakcijas koeficientu μ_0 un gludi noslipetu augšgalu AB . mn ir pētāmā materiāla, tāpat gludi noslīpēts gabals, piem., kristals, vaj cilindrisks, uz AB uzcementēts, stikla trauciņš ar pētamo šķidrumu. Staru S laiž ta, lai no abu virsmu AB un mn saskāršanās vietas viņš totali reflektētos pie kritiskā leņķa φ un iznāktu kā stars S_1 ar leņķi β . Tad

$$\mu_0 = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}, \quad \sin \varphi = \frac{\mu}{\mu_0},$$

ja μ ir materiāla mn refrakcijas koeficients. Bet kā redzams $\sin \varphi = \cos \alpha = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \beta}{\mu_0^2}}$. No tā

$$\mu = \sqrt{\mu_0^2 - \sin^2 \beta}$$

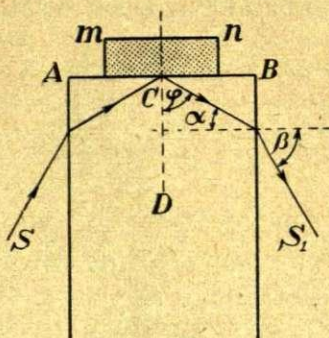
Tā zinot μ_0 un izmērot β , var atrast μ .

Vienkāršāks un tapēc praksē daudz lietots ir tā saucamais sferiskais refraktometrs (zīm. 36.) Cilindra vietā viņā jemta uz kājas uzstiprināta stikla puslode K ar lielu refrakcijas koeficientu μ_0 . Kritiķo staru S laiž paraleli abu virsmu K un mn saskāršanās plāksnei. Nostādot staram S preti teleskopu pie T , kad ķermeņa mn ir noņemts, un tad preti totali reflektētam staram KT_1 , dabūjam leņķi α . Tad varam rakstīt.

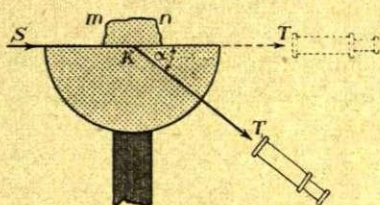
$$\mu = \mu_0 \cos \alpha.$$

Leņķi α atskaita uz pusriņķa skalas ar iedaļām grados. Zīm. 37. rāda šādu, bieži par kristalrefraktometru sauktu instrumentu. Ar viņu sasniedzamā precizitāte μ mērošanā sniedzas līdz trešai decimalai zīmei. Viņa teicamā īpašība ir tā, ka viņu lietojot var iztikt ar ļoti maziem pētāmās vielas daudzumiem: dažus kubikmilimetrus lielu kristala graudiņu (mn zīm. 36.) jau var ērti izpētīt un precīzi noteikta ta μ .

§ 344. Atmosferas refrakcija. Fata morgana. Lidz šim mēs piejēām, ka apvidus, kuņā gaisma izplatās, ir homogēns. Tagad

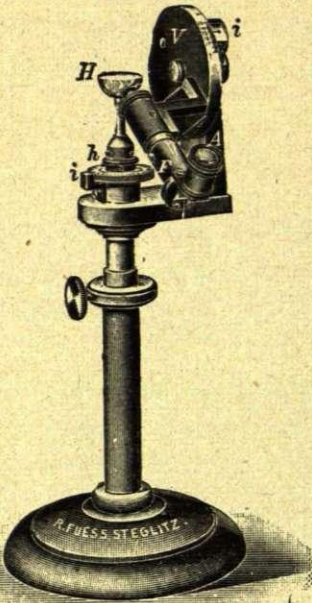


Zīm. 35.
Refraktometra princips.



Zīm. 36.
Sferiskais refraktometrs.

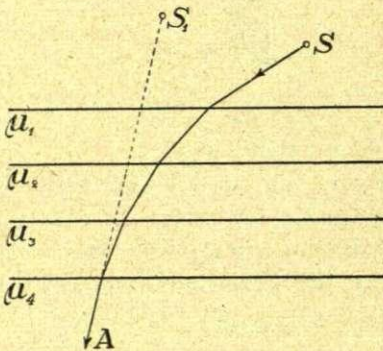
apskatisim gadījumu, kad apvidus optiskās īpašības gaismas ceļa virzienā no punkta uz punktu mainas, un vispirms to vienkāršo gadījumu, kad šī maiņa ir pakāpeniska. Tādu rāda zīm 38: te apvidus salikts no ļoti liela daudzuma homogenu plāpāreļu slāņu ar refrakcijas koeficientiem $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4$, u. t. t., pie kam šie koeficienti ar katru nākošo slāni aug. Tad katrā slānī gaisma lūzt kā rādīts zīm. 28. Viss stara ceļš būs salikts no atsevišķiem gabaliem, kuŗi arvien vairak lieksies uz leju. Tapēc pie A iznākušais stars nebūs vairs kritošam staram S paralels. Jo planaks būs katrs atsevišķs slānis un jo vairak šādu slāņu būs, jo mazak lauздо liniju virkne atšķirsies no likas nepārtrauktas līnijas. Tā lauзда stara vietā dabūsim liku staru.



Zīm. 37.
Refraktometrs.

zemes atmosferā slīpā virzienā bet liku ceļu. Aiz ša iemesla

Ar šādu refrakcijas gadījumu mēs sastopamies zemes atmosferā, kuŗas blīvums nepārtraukti krit līdz ar augstumu; līdz ar augstumu samazinas arī gaisa refr. koeficients. Tapēc gaismas stars no kāda spīdekļa S ienākdams iet uz priekšu ne pa taisnu, novērotāja acs A redzēs spīdekli S ne viņa patiesā vietā, bet tuvaki zenitam, pie S_1 . Šo parādību sauc par atmosfērisko refrakciju. Viņa jāņem vērā, kad grib noteikt kāda spīdekļa stāvokli pie debesim. Horizontam tuvās vietās šī refrakcija var sniegties līdz $36'$, kas ir diezgan ievērojams lielums.



Zīm. 38.
Refrakcija atmosferā.

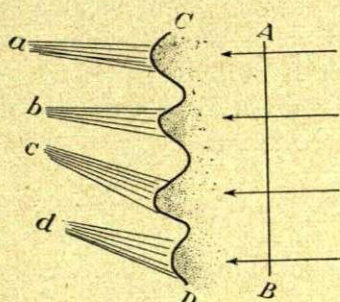
Varetu domāt, ka pēdejā gadījumā nekādas refrakcijas nebūs, jo tad gaisma iet gaisa slāņiem paraleli. Tomēr tā tas nav, jo te no svara ir ne tik daudz pats stars, kā ta viņa fronte, kuŗu viņš reprezentē. Un lai

cik staru kūlis šaurs arī nebūtu, viņam tomēr ir zināms šķērsgriezums — fronte. Tapēc gaismai uz priekšu ejot viņa frontes augšējā mala ies pa vienu, apakšējā pa citu gaisa slāni ar citām īpašībām, un proti — optiski blīvāku. Tapēc frontes apakšējā mala ies lēnāki kā augšējā, no kam ar laiku fronte nolieksies uz priekšu, t. i. viņu reprezentētais stars lieksies uz leju. Kā viegli saprast, liels iespaids uz visu to būs spiediena un temperatūras maiņām.

Šai parādībai analoga parādība novērojama pie elektromagnētisko viļņu izplatīšanās pa zemes virsu. Vertikālās viļņu frontes augšējā mala iet pa gaisa augšējiem ionizētiem slāņiem, apakšējā pa zemi. Ja zemes virsus elektriskā vadītspēja ir mazāka par ionizētās atmosfēras vadītspēju, kas ir iespējams, ja zeme ir sausa, tad viļņu fronte liecas uz priekšu. Tā elektromagnētiskā viļņu stars liecas uz leju. Kad zemes virsus vada labāki kā ionizētā atmosfēra, (mitra zeme, ūdens), stars liecas uz augšu. Ar to izskaidrojamas daudzas radio viļņus uztverot novērojamās parādības (feeding-efekts).

Ar refrakciju inhomogēnā gāzes, resp. tvaika slāņi dažas teorijas domā izskaidrot dažas uz saules novērojamās parādības. Tā, piem., Schmidt'a teorijā saules ripas forma ir nekas cits kā ilūzija, kuŗa rodas kā refrakcijas rezultāts.

Tāpat ar refrakciju zemes atmosfērā izskaidrojama visiem pazīstamā zvaigžņu «mirdzešana», jeb «vizuļošana». To ilustrē zīm. 39. *AB* ir no kādas ļoti tālas zvaigznes atmosfērā nonākušā gaismas viļņu fronte. Dažādu temperatūras maiņu un konvekciju dēļ zemes atmosfēra ir stipri inhomogēna; šī inhomogenitāte pastāvīgi mainās. Tapēc atnākusē viļņu fronte līdzena palikt nevar; viņa kļūst likumaina (*CD*) un līdz ar to viņas stari, kas agrāki bija paraleli, tagad iet dažādos virzienos, ikmirkļus pie tam šos virzienus mainīdami. Tapēc novērotajā acī gaisma ieieta ne kā vienmērīga plūsma, bet jau kā nemierīga un mainīga: zvaigzne izliekas vizuļojam.



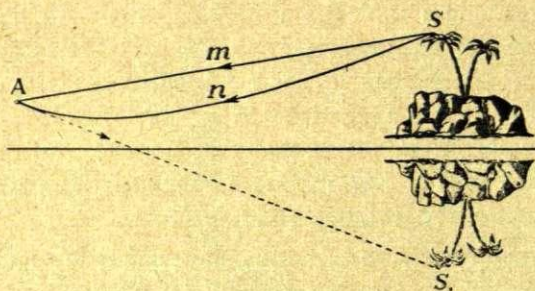
Zīm. 39.

Zvaigžņu «mirdzešana».

Sai vizuļošanai līdzīga parādība novērojama arī zemes virsū, ja uz kādu priekšmetu skatas pāri sakarsetai virsmai, no kuŗas gaiss konvekcijas strūklās ceļas augšup, piem., pāri sakarsetai metāla plātei, liesmai vai sakarsetas smiltis laukumam: siltais gaiss, augšup celdamies, pastāvīgi maina savu blīvumu, tā tad arī optisko blīvumu, no ka

mūsu aci no priekšmeta nonākošie stari ikbrīzus mainas; mums tapēc liekas, ka priekšmets kļūst «nemierīgs».

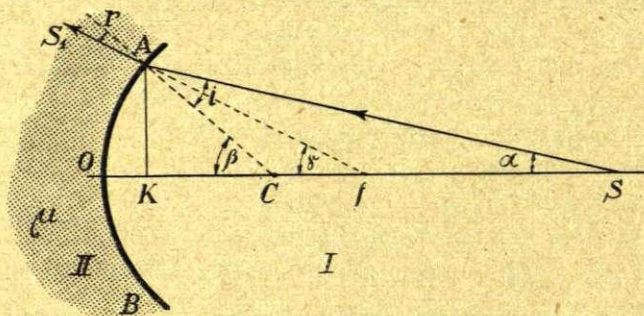
Tāpat ar refrakcijas anomalijām sakarsetā gaisā izskaidrojamas dažādās mirāžu parādības. Viņas bieži novērojamas tūksnešos. Dienā tūksneša smiltis sakarst, sasilst arī viņas tuvumā esošais gaiss. Nepaspēdams tūlīņ augšup pacelties, viņš, kaut gan mazāk blīvs, īsu brīdi zemes tuvumā paliek. Tā augstakos slāņos gaiss ir blīvāks kā pašos apakšējos. Piejemsim, ka aiz šāda gaisa slāņa atrodas kāds tāļš priekšmets, piem., palma S (zīm. 40.). Tad no katra viņas



Zīm. 40
Mirāzs.

punkta, piem., galotnes S novērotāja aci A nāks 2 stari: viens SmA tieši no S uz A pa augšējiem, vienmērigas temperatūras slāņiem, otrs SnA , kas no sākuma gājis uz leju, bet tad refrakcijas ceļā paliecies atkal uz augšu. Tapēc novērotājs redzēs abus punktus S un S_1 uz reizi: pirmo

realu, otru šķietamu. Tā tad viņa acu priekšā būs 2 koki: viens ar galotni augšā, otrs lejā. Ta būs bilde, kādu viņš redzētu, ja koka S pakājē būtu spogulis vai ūdens, jo tad S_1 būtu koka S atspoguļojums rāmajā ūdens līmenī. Šī tirā ilūzija var izslāpušā tūksneša ceļiniekā radīt pārlicību, ka viņš tiešām atrodas ūdens tuvumā. — Tādā pat kārtā izskaidrojami arī citi mirāžu gadījumi.



Zīm. 41.
Ieliekta virsma.

§ 345. Refrakcija uz liektām virsmām. No visiem šie iespējamie gadījumi praktiski vissvarīgākie ir: refrakcija uz ieliekta

un refrakcija uz izliektas sferiskas virsmas. Zīm 41. rāda pirmo no tiem: AB ir sferiskā ieliektā (konkava) virsma, kas šķēr apvidu I no apvidus II, O — viņas pōls, OS — optiskā ass, C — viņas centrs. CA ir centram cauri ejoša normale (radiuss). Nelielu virsmas elementu ap A var bez lielas kļūdas uzskatīt kā līdzenu un kritošo staru SA kā ļoti tievu. Tad refrakcija pie A notiek pēc § 341. aprakstītiem likumiem: i ir krišanas, r — refrakcijas leņķis. Lauztais stars būs AS_1 , kuŗa turpinājums krustos optisko asi punktā f . Ja te, tāpat kā spoguļu gadījumā, visus tos atstātumus, kuŗi, no O mēroti, iet preti gaismas staram, sauksim par pozitīviem, un tos, kuŗi iet stara virzienā, par negatīviem, tad $OC = r$ un $Of = f$ būs pozitīvi. Kā no trīsstūŗa SAf redzams, $\angle \gamma = i - r + \alpha$, no trīsstūŗa SCA $\beta = i + \alpha$. Ja μ_1 ir I apvidus refrakcijas koeficients un μ_2 otrā apvidus koeficients, tad $\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\sin i}{\sin r}$. Domāsim atkal kritošo kūli tik šauru, t. i. AO , resp. AK tik mazu, ka $\sin i$ un $\sin r$ vietās var likt pašus leņķus i un r . Tad $i = \frac{\mu_1}{\mu_2} r$ un

$$\gamma + \alpha = r \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right)$$

$$\beta - \alpha = r \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

Reizinot pirmo vienādību ar $\frac{\mu_1}{\mu_2}$, otro ar $\frac{\mu_1 - 1}{\mu_2}$ un vienu no otras atņemot, dabūjam

$$\frac{\mu_1}{\alpha_2} \gamma - \alpha = \beta \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} - 1 \right)$$

Kad i ir mazs, mazi ir arī α , β , γ ; tapēc tad $\operatorname{tg} \alpha$, $\operatorname{tg} \beta$, $\operatorname{tg} \gamma$ vietās var likt pašus α , β , γ un tad no trīsstūŗiem SAK , fAK un CAK nāk:

$$\alpha = \frac{AK}{SK}, \gamma = \frac{AK}{fK} \text{ un } \beta = \frac{AK}{CK}$$

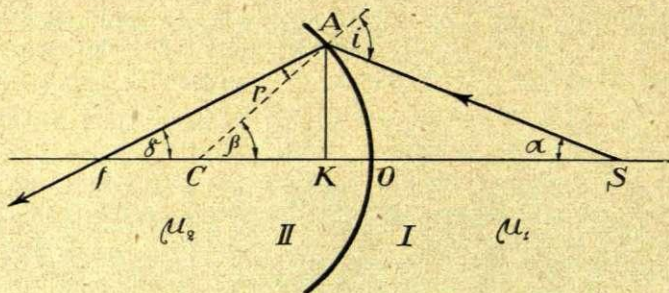
Pie maza AK , resp. OK var likt $SK = SO = d$, $fK = fO = f$, $CK = CO = r$. Tad $\alpha = \frac{AK}{d}$, $\gamma = \frac{AK}{f}$, $\beta = \frac{AK}{r}$ un

$$\frac{\mu_1}{f} - \frac{\mu_2}{d} = \frac{\mu_1 - \mu_2}{r}$$

Ta ir ieliekta sferiskas virsmas pamatvienādība. f ir punkts, kuŗā sanāk visi no S nākošo un uz virsmas AB laužto staru turpi-

najumi. Viņu sauc par virsmas fokusu; viņš ir šķietams, ne reals.

Līdzīgā kārtā dabujam refrakciju uz izliektas (konveksas) robežas (zīm. 42.). Tikai te $OC = r$ un $Of = f$ ir no O stara



Zīm. 42.

Izliekta virsma.

virzienā mērojami un tapēc negatīvi. Tapēc, tāpat kā agraki, domājot staru kūļa SAO aperturu ļoti mazu, varam rakstīt

$$\frac{\mu_1}{f} - \frac{\mu_2}{d} = \frac{\mu_1 - \mu_2}{r}.$$

Fokuss f te ir reals, jo viņā šaurā kūļa stari tiešam arī krustojas.

No uzrakstītās izteiksmes redzams, ka ja $d = \infty$, t. i. ja gaismas avots ir no virsmas bezgalīgi tālu, tad, f ar f_2 apzīmējot:

$$f = f_2 = \frac{r\mu_1}{\mu_1 - \mu_2}.$$

Šo fokusu sauc par virsmas otro galveno fokusu. Kad S virsmai tuvojas, f kļūst arvienu lielaks un paliek $= \infty$, kad

$$d = -\frac{r\mu_2}{\mu_1 - \mu_2}.$$

Šo lielumu, ko var apzīmēt $d = f_1$, sauc par virsmas pirmo galveno fokusu. Salīdzinot abu fokusu izteiksmes dabujam:

$$f_1\mu_1 + f_2\mu_2 = 0$$

Tā ka abi μ ir pozitīvi, tad f_1 un f_2 ir ar pretejām zīmēm.

Tālak:

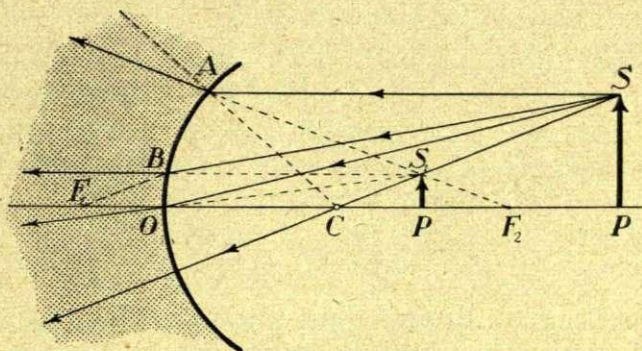
$$f_1 + f_2 = r;$$

tas rāda, ka ieliektai virsmai, kur $r > 0$, $f_1 < 0$ un $f_2 > 0$. Izliektai tas ir otrādi. Punkti F_1 un F_2 , kas stāv atstātumos f_1 un f_2 no O , ir šīs virsmas galvenie fokusi. Tā katrai virsmai ir divi

galvenie fokusi. f_1 un f_2 ir virsmas fokalās distances, F_1 un F_2 no O mēro galvenās fokalās distances.

Liektās virsmas fokusi ir konjugeti punkti, kuŗus var vienu ar otru samainīt. Plāksnes, vilktas cauri šiem punktiem un perpendikulāri optiskajai asij, ir fokalās plāksnes. Ari viņas ir konjugetas. Viņām ir ta īpašība, ka katrs punkts vienā no viņām (objekts) attēlojas otrā (saprotams, ar zināmu palielinājumu).

Objekta attēlu pie refrakcijas uz sferiskas virsmas visvienkāršāki var dabūt grafiskā ceļā. Zīm. 43. to rāda ieliektas virsmas gadījumam. Kad objekts SP ir mazs, no viņa izejošos starus var



Zīm. 43.

uzskatīt kā centralus starus. Punkta P attēls būs kaut kur uz optiskās ass, punkta S attēls būs uz blakus ass SC . Vilksim staru SA paralelu optiskajai asij; pie A viņš lūzis un viņa turpinājums ies atpakaļ objekta apvidū, krustojot optisko asi otrā galvenā fokusā F_2 . Tad punkts S_1 būs punkta S attēls, t. i. PS_1 būs objekta PS attēls.

Kā redzams no zīmējuma, staru SA un SC vietā varam lietot arī citus, piem., starus SC un SB , ja F_1 ir virsmas pirmais galvenais fokuss. Tāpat stars SO ir noderīgs attēla konstrukcijai, jo visi šie četri stari: SC , SO , SB un SA krustojas kopejā punktā S_1 .

Attēla grafisko konstrukciju uz izliektas virsmas rāda zīm. 44. Te tāpat varam lietot katrus divus no stariem: SO , SC , SA un SB , jo arī viņi visi, resp. to turpinājumi krustojas kopīgā punktā S' kas ir punkta S attēls.

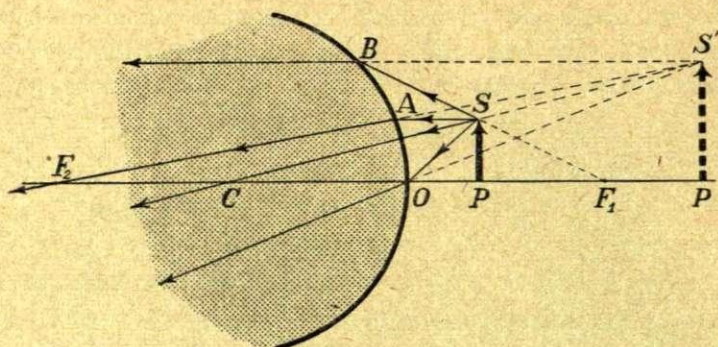
Kā redzams no zīm. 43. un 44. konstrukcijām, vispārīgā gadījumā attēls ar objektu nav vienādā lielumā. Tapēc pie refrakcijas, tāpat kā pie refleksijas, rodas zināms palielinājums. Viņa mērs ir attiecība

$$\beta = \frac{S_1 P_1}{SP}.$$

Zīm. 43. no trīsstūriem S_1PC un SPC ir redzams, ka

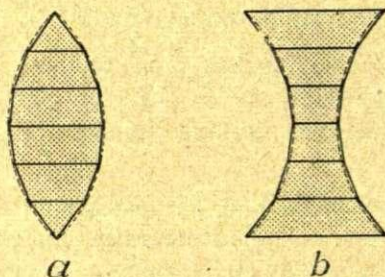
$$\beta = \frac{S_1 P}{SP} = \frac{r + f}{r + a}.$$

Ari citadas izteiksmes palielinajumam var uzrakstīt.



Zīm. 44

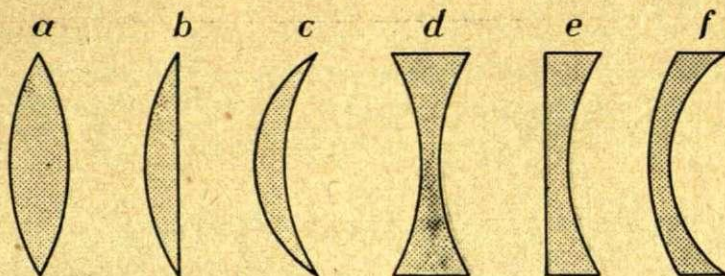
§ 346. Lēcas. Praksē no liela svāra ir zināt, kā gaisma lūzt caurspīdīgos ķermeņos, kas norobežoti ar divām liektām virsmām. Tādus ķermeņus optikā sauc par līnām jeb lēcām. No visām iespējamām lēcu formām praktiski vissvarīgākās ir sferiskās lēcas, kuŗas no to apkārtnes norobežo izliektas vai ieliektas sferiskas virsmas. Viņas var iedalīt divās grupās: izliektās jeb konveksās un ieliektās jeb konkavās. Pirmās vidū ir biežākas kā malās, otrās vidū plānākas. Pirmās var uzskatīt kā cēlušās no prizmas, kuŗas viena uz otru liktas ar laužošo šķautni uz āru (zīm. 45., a), otrās — no prizmas ar laužošo šķautni uz iekšu (zīm. 45., b). Tipiskākās pirmās grupas lēcas ir dubultizliektā jeb bikonveksā (a, zīm. 46.), plankonveksā (b) un ieliekti-izliektā jeb konkavo-konveksā (c). Pēdējai izliektā virsma ir ar mazāku radiusu kā ieliektā. Otrā grupā reprezentē dubultieliektā jeb bikonkavā (zīm. 46., d), plankonkavā (e) un izliekti-ieliektā jeb konveksokonkavā (f). Konvekso-kon-



Zīm. 45.

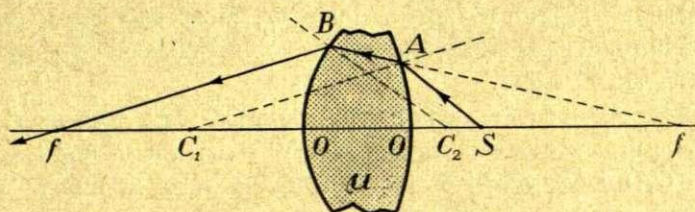
konkavā (f). Konvekso-kon-

kavā izliektās virsmas radiuss ir lielāks par ieliektās virsmas radiusu.



Zīm. 46.
Dažadas lēcas

Vispārīgā gadījumā lēcas virsmu radiusi var būt dažādi. Domāsim tādu lēcu ar virsmu centriem C_1 un C_2 (zīm. 47.). Linija C_2C_1 ir lēcas galvenā optiskā ass. Pieņemsim, ka lēcas ma-

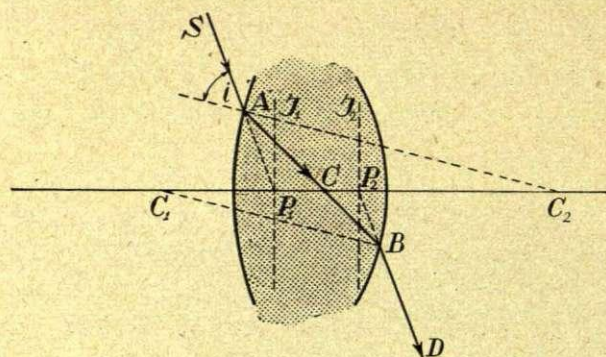


Zīm. 47.

teriala refrakcijas koeficients ir μ un ka tā atrodas vakuumā, resp. gaisā. Tad stars SA , lūzdams punktā A , tuvosies normalei C_1A un ies virzienā AB . Šis stars nāks itkā no f (palabi), bet ne S . Tāds viņš nonāks pie B un, lūzdams, no normales BC_2 attālināsies, krustodams optisko asi punktā f (pa kreisi). Tā redzam, ka šādai lēcai ir divi fokusi.

Ari vēl citi raksturīgi punkti atrodami lēcā. Viegli saprast, ka vienmēr varesim atrast tādu staru SA , resp., tādu krišanas leņķi i (zīm. 48), ka no lēcas iznākušais stars BD būs viņam paralels. Tas būs tad, kad C_1B būs paralels C_2A . Tad stars AB lēcā krustos optisko asi punktā C . Šis punkts ir viens no svarīgākajiem lēcas punktiem, jo visiem tiem stariem, kuņi cauri lēcai iet tā, ka iznākušais stars ir \parallel krītošam, viņš ir kopejs. Tiešam; kā redzams no zīmējuma, salīdzinot $\triangle ACC_2$ ar $\triangle BCC_1$, viņa atrašanās vieta ir atkarīga tikai no lēcas virsmu radiuseiem. Šo punktu sauc par lēcas optisko centru. Tā tad varam

teikt, ka visi lēcas optiskam centram cauri ejošie stari iet bez virziena maiņas, gluži tāpat, kā kad lēcas vietā būtu ta paša materiāla plan-paralela plate (§ 331.).



Zīm. 48.

Tāpat svarīgi ir punkti P_1 un P_2 , kuŗos optisko asi krusto kritošā un lēcai cauri izgājušā stara turpinājumi. Viņiem ir ta īpašība, ka katrs stars, kuŗš uz lēcu krit tā, ka viņa turpinājums iet uz P_1 , no lēcas iznāk kritošam staram \parallel un tā, itkā viņš nāktu no P_2 . Šos

punktus sauc par lēcas galveniem punktiem.

Plāksnes J_1P_1 un J_2P_2 , kas iet cauri lēcas galveniem punktiem un stāv normalī pret optisko asi C_1C_2 , ir lēcas galvenās plāksnes.

Katrai no lēcas virsmām var pielietot pag. § atrastās izteiksmes, atminoties, ka lēca ir gaisā, kur $\mu_1 = 1$, un ka visi tie lielumi, kuŗus no O_1 un O_2 mērojam virzienā uz gaismas avotu, ir pozitīvi un visi preteji mērotie lielumi negatīvi.

Pirmai virsmai

$$\frac{\mu}{f_1} - \frac{1}{d_1} = \frac{\mu - 1}{r_1}, \quad (1)$$

Virsmai BO_2 jāņem kā refrakcijas koeficients $\frac{1}{\mu}$, jo te stars iet no optiski blīvāka apvidus mazāk blīvā. Šai virsmai gaismas avots (šķietams) ir punktā f_1 un $d_2 = f_1O_1 + O_1O_2 = f_1 + b$, ja ar b apzīmējam O_1O_2 , t. i. lēcas biezumu. Tad šai otrai virsmai

$$\frac{1}{f} - \frac{1}{d_2} = \frac{1 - \mu}{r_2}, \text{ t. i.}$$

$$\frac{1}{f} - \frac{\mu}{f_1 + b} = \frac{1 - \mu}{r_2},$$

jeb

$$\frac{1}{f} - \frac{\mu}{f_1 + b} = \frac{1 - \mu}{r_2} \dots \dots (2)$$

f ir tas punkts, kurā saies visi cauri lēcai izgājušie centralie stari. Tapēc punkts f būs lēcas fokuss; viņā dabūsim gaismas avota S realu attēlu.

No formulām (1) un (2) var izslēgt f_1 un tā dabūt f . Bet tā dabūtais rezultāts ir komplicēts un maz pārskatams. Praktiski svarīgs ir tas gadījums, kad b ir ļoti mazs, t. i. kad jemtā lēca ir ļoti plāna. Bezgalīgi plānas lēcas gadījumā $b = 0$ un tad (1) un (2) dod

$$(\mu - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{1}{f} - \frac{1}{d};$$

te gaismas avota atstātums no lēcas priekšējās virsmas ir apzīmēts ar d .

Liksim $d = \infty$; tad $\frac{1}{d} = 0$ un

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{F_2} = (\mu - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Tas ir fokuss, kurā saiet optiskai asij paralelie stari. Viņu sauc par lēcas otro galveno fokusu. Kad $f = \infty$, $\frac{1}{f} = 0$ un

$$\frac{1}{d} = \frac{1}{F_1} = -(\mu - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

F_1 nozīmē punktu, no kura nākot stari, izgājuši lēcai cauri, aiziet bezgalībā || optiskai asij. Šo punktu sauc par lēcas pirmo galveno fokusu.

Kā redzam, lēcai ir divi galvenie fokusi. Pēc savas skaitliskās vērtības abas galvenās fokālās distances F_1 un F_2 ir vienādas, bet pretejas pēc zīmes, t. i. viens no fokusiem ir lēcas vienā, otrs otrā pusē. Parasti gan runā tikai par lēcas galveno fokusu, saprotot ar to F_2 . Viņu ar F apzīmējot, varam rakstīt

$$\frac{1}{F} = (\mu - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Tad izteiksme

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d}$$

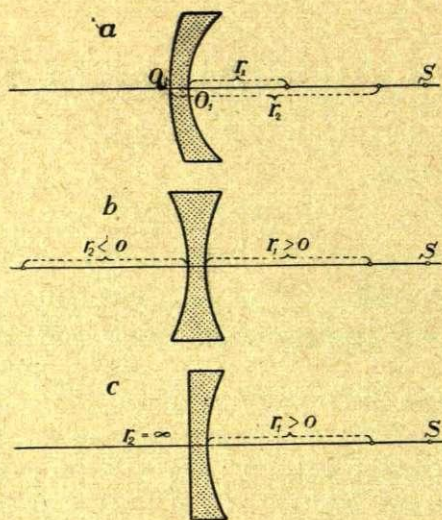
ir līdzīga spoguļa formulai (§ 340.); viņu varam saukt par lēcas formulu.

Lēcas galvenā fokālā distance F ir pozitīva ($F > 0$) šķ. gadījumos:

- 1) kad $r_1 < r_2$ un ja pie tam $r_1 > 0$ un $r_2 > 0$
- 2) kad $r_1 > 0$ un $r_2 < 0$
- 3) kad $r_1 > 0$ un $r_2 = \infty$

Šos trīs gadījumus ilustrē zīm. 49. *a, b, c*. Kā redzam, visi viņi nozīmē ieliektas lēcas, t. i. tādas, kuŗas vidū ir plānākas kā malās. Tam preti stāv otri trīs gadījumi, kad $F < 0$. Tas ir tad, kad

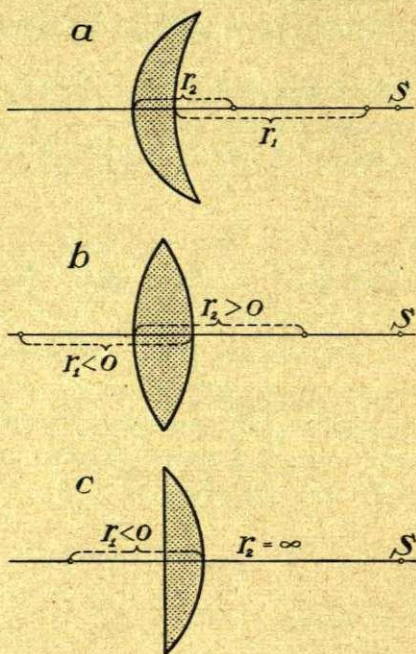
- 1) $r_1 > r_2$ un ja pie tam $r_1 > 0$ un $r_2 > 0$ (zīm. 50., *a*),
- 2) $r_1 < 0$ un $r_2 > 0$ (zīm. 50., *b*),
- 3) $r_1 < 0$ un $r_2 = \infty$ (zīm. 50., *c*).



Zīm. 49.

No tā redzams, ka $F < 0$ ir izliektām lēcām, t. i. lēcām, kuŗas vidū ir biežākas kā malās. Tapēc ieliektās lēcas var saukt par pozitīvām, izliektās — par negatīvām. Pirmās uz tām krītošos starus izklaidē; tapēc viņas sauc arī par diverģentām lēcām. Otrās lēcas krītošos starus sakopo; viņas sauc par konverģentām.

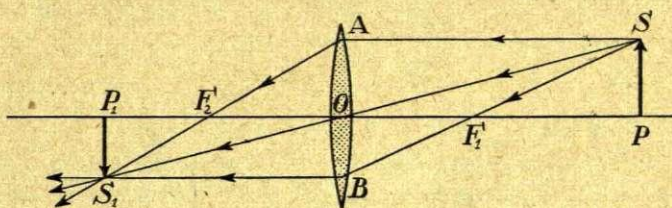
Nupat dabūtie rezultāti ir raksturīgi — vispirms tikai centraliem stariem, otrkārt — tikai ļoti (bezgalīgi) plānām lēcām.



Zīm. 50.

§ 347. **Attēlu konstruēšana lēcās. Lēcu palielinājums.** Kad gaismas avots (objekts) ir punkts un atrodas uz lēcas optiskās ass, viņa attēls ir arī punkts un tāpat guļ uz optiskās ass. Kad objekts ir ar zināmām — lielākām vai mazākām — dimensijām, ta punktu attēli guļ ne tikai uz ass, bet arī tai blakus, piepildot ap to zināmu telpu. Tā rodas vajadzība apskatīt metodes, ar kurām šo attēlu kompleksu kā paša objekta attēlu dabūt, resp. konstruēt.

Visvienkāršākais ceļš te ir, tāpat kā spoguļu gadījumā — grafiskais ceļš. Bet lai te būtu pielietojamas pag. §§ dabūtās sakarības starp lēcu galveniem elementiem, domāsim objektu mazu, tā, ka to dotie stari lai būtu centrāli. Tāpat arī pašu lēcu domāsim ļoti (bezgalīgi) plānu. Iesāksim ar izliekto lēcu priekšstāvi — dubultizliektu



Zīm. 51.

Attēls bikonveksā lēcā.

lēcū (zīm. 51). Punkts P , kā punkts uz ass, attēlojas uz tās pašas ass. Punkts S , turpreti, guļ uz blakus ass SO ; uz tās tad arī meklejams viņa attēls. Šī pēdējā atrašanās vietas noteikšanai var jemt palīgā vienu no diviem stariem: SF_1BS_1 vai SAF_2S_1 . Pirmais iet caur lēcas pirmo, otrs caur otro galveno fokusu. Visi trīs stari, kā viegli redzams, krustojas kopejā punktā S_1 ; tas tad arī ir punkta S attēls, jo visi šie stari no šī pēdējā punkta iziet. Visi pārējie objekta SP attēla punkti gulsies starp S_1 un P_1 ; S_1P_1 tad būs meklētais attēls. Kā no zīm. 51. redzams, attēla konstruēšanai ir noderīgi ikkatri divi no atzīmetiem trim stariem.

Tāpat vienkārša ir arī pārējo izliekto — plankonveksās un konkavo-konveksās lēcas attēlu konstruēšana.

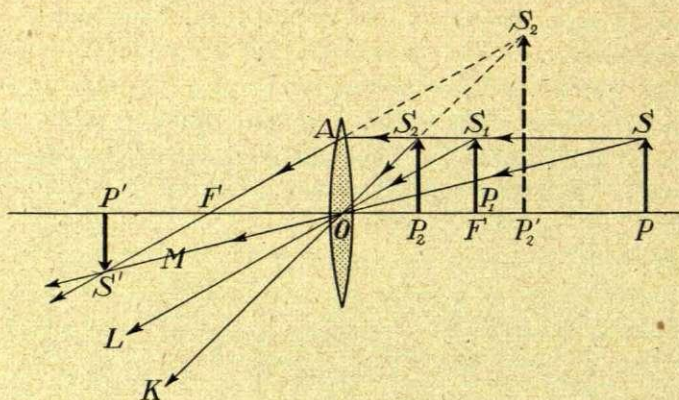
Plānā lēcā bez lielas kļūdas var pieņemt, ka viņas virsmu punkti sakrīt ar tās optisko centru un tapēc atstātumus d , f un F var mērot no pēdējā. Izliektai lēcāi $d > 0$, bet $F < 0$. Tapēc tādas lēcas formula ir

$$\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = -\frac{1}{F}$$

vaj arī

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{d} - \frac{1}{F}$$

No viņas redzams, ka $f < 0$, ja $d > F$, t. i. ja objekts ir no lēcas tālāki par galvenā fokusa distanci (SP , zīm. 52.), viņa attēls $S'P'$ ir lēcai otrā pusē; viņš ir reāls un apsvērts. Kad $d = F$, t. i. objekts atrodas galvenā fokusā (S_1P_1), abi stari AFS' un OL ir paraleli; viņi krustojas, resp. dod punkta S_1 attēlu tikai bezgalībā; attēla ga-



Zīm. 52.

ligā atstatumā nav ($f = \infty$). Kad $d < F$, t. i. kad objekts ir lēcai tuvāki pa F , piem., kā P_2S_2 , $f > 0$, t. i. attēls meklejams tanī pašā pusē kur objekts. Tiešam, kā no zimejuma redzams, punkta S_2 attēlu dod staru OK un AF turpinājumu (atpakaļu) krustojšanās punktā S_2' . Te attēls ir $P_2'S_2'$, taisns, bet šķietams. Kā no aprakstītās konstrukcijas redzams, izliektu lēcu gadījumā pie $d > 0$ objekta un attēla lomas ir samainamas.

Zīm. 53. rāda, kā konstruejama attēla grafika ieliektais lēcas gadījumā. Te $d > 0$, bet F arī > 0 . Tapēc no formulas

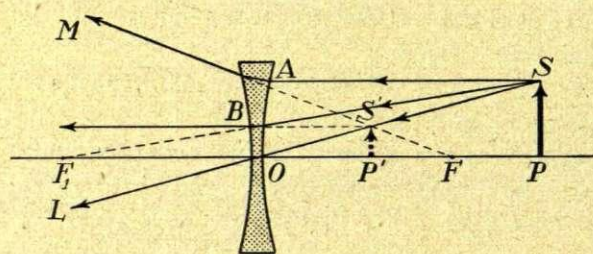
$$\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}$$

nāk, ka

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{d} + \frac{1}{F}$$

No tā redzams, ka kāds arī nebūtu d , f

vienmēr ir > 0 , t. i. objekta attēls vienmēr ir tanī pašā lēcas pusē, kurā atrodas pats objekts. Tas nozīmē, ka attēlu dod ne paši, cauri



Zīm. 53.

Ieliektais lēcas attēli.

lēcai ejošie stari, bet gan viņu turpinājumi atpakaļis, t. i. visi ieliektās lēcas dotie attēli ir šķietami. Kā no zīmējuma redzams, tanī pašā laikā visi viņi būs taisni un samazināti. Ieliektas lēcas gadījumā objekts ar attēlu lomās nekad nevar mainīties.

Pievēstās konstrukcijas rāda, ka izliektas lēcas (ar $F < 0$) uz viņām krītošos starus sakopo; ieliektās ($F > 0$), turpreti, viņus izklaidē. Bet nav japiemirst, ka tas ir tā tikai tad, kad lēcu materiālu refrakcijas koeficients ir lielāks par apkārtnes refrakcijas koeficientu. Kad lēca atrodas apvidū, kuŗa koeficients ir lielāks par viņas materiāla koeficientu (stikls— CS_2), izliektas un ieliektas lēcu lomas mainas.

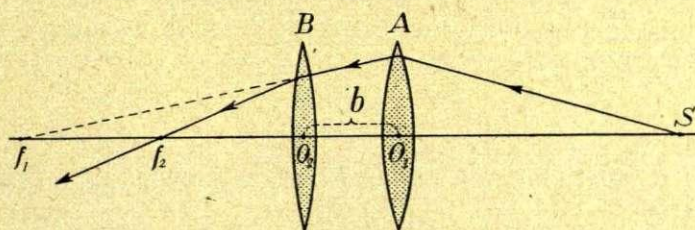
Par lēcas palielinājumu sauc attēla un objekta lielumu attiecību, t. i. lielumu

$$\beta = \frac{P_1 S_1}{PS}$$

(zīm. 51.). Negatīvs palielinājums nozīmē to, ka attēls un objekts ir vērsti pretejos virzienos, t. i. ka attēls ir apvērsts; pozitīvs palielinājums nozīmē taisnu attēlu. Kā no zīm. 51. redzams, trīsstūri PSO un $P_1 S_1 O$ ir līdzīgi; tapēc

$$\beta = \frac{P_1 S_1}{PS} = \frac{P_1 O}{PO} = \frac{f}{d}.$$

§ 348. Divu lēcu sistema. Fokometrija. Līdz šim bija runa par atsevišķām lēcām un viņu dotiem objektu attēliem. Praksē no svara ir jautājums, kā stari izplatas divu vaj vairaku lēcu sistemās. No visiem šie iespējamiem gadījumiem visvienkāršākie ir tie, kuŗos abas lēcas guļ uz vienas taisnas līnijas, t. i. kur abam lēcām ir kopeja optiskā ass, un kad abas lēcas ir ļoti plānas. Tad varam spriest tā



Zīm. 54.
Divu lēcu sistema.

(zīm. 54.). Ja pirmās lēcas atstātums no avota S ir d_1 , viņas galvenā fokālā distance F_1 , tad attēlu viņa dos punktā f_1 , pie kam

$$\frac{1}{f_1} - \frac{1}{d_1} = \frac{1}{F_1}.$$

Šis attēls būs kā otrās lēcas B gaismas avots un atstātumā $d_2 = f_1 - b$ no tās, ja b ir atstātums starp abām lēcam. Ja viņas galvenā fokālā distance ir F_2 , tad tās dotais attēls ir punktā f_2 un

$$\frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_1 - b} = \frac{1}{F_2}.$$

Saskaitot abas vienādības, dabūjam

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{1}{d_1} - \frac{1}{f_1 - b} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2}.$$

Kad abas lēcas ir ļoti tuvu kopā, piem., saskaņas, tad bez lielas kļūdas var likt $b = 0$ un tad

$$\frac{1}{f_2} - \frac{1}{d_1} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2}.$$

Liekot

$$\frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} = \frac{1}{F},$$

f_2 ar f un d_1 ar d apzīmējot, rakstam

$$\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{1}{F}.$$

No ta redzam, ka abas lēcas kopā izturas kā viena lēca, kuņas galvenais fokuss ir punktā F . Ši lēca ar augšējā formulā ierakstītiem f , d un F ir abu lēcu sistēmai identiska.

Tāpat varam spriest arī vairaku lēcu gadījumā, piem., ja kopā saliktas lēcas ar galvenām fokālām distancēm F_1, F_2, F_3, \dots . Tad šāda sistēma ir identiska vienai lēcai, kuņas galvenā distance F aprēķināma no

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{1}{F_3} + \dots$$

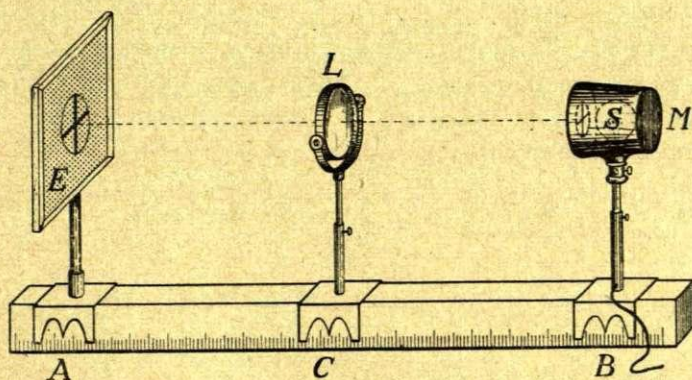
Šis rezultāts rāda, ka optiskās sistēmās summejas ne atsevišķo lēcu fokālās distancēs, bet gan šīm distancēm pretejie lielumi $\frac{1}{F}$. Acu mediķi šos lielumus sauc par lēcas spēju vai dioptrisko stiprumu. Mēro viņu dioptrijās, ko dabū, ja F ir izteikts metros. Tā tad, piem., lēcai ar $F = 25 \text{ cm} = \frac{1}{4} \text{ m}$ ir 4 dioptri-

jas, lēcai ar $F = 10 \text{ cm} = \frac{1}{10} \text{ m}$ ir 10 dioptrijas etc. Augšējais rezultāts rāda, ka optisko sistemu dioptrisko stiprumu dabūjam kā atsevišķo lēcu stiprumu summu.

Kad abas lēcas ir tādā atstātuma viena no otras, ka b nevar verā nejmēt, nav iespējams uzrādīt tādu lēcu, kuŗa dotu avota attēlu tanī pat vietā un ar to pašu palielinājumu kā abas lēcas kopā. Bet gan ir iespējama tāda lēca, kuŗa dod ta paša lieluma attēlu, tikai citā vietā. Šādu lēcu sauc par jemtai sistemai *e k v i v a l e n t u* lēcu.

Galvenās fokālās distanses lēcam (un arī spoguļiem) ir raksturīgas konstantes, jo tās ir ģeometrisku dimensiju (radiusu) noteiktas. Kā no nupat teiktā redzams, visās lēcu kombinācijās viņas ieiet un paliek konstantas. Tapēc ir vajadzība viņas varet eksperimentāli atrast. Fokālo distanču mērošanu sauc par *f o k o m e t r i j u*; ierīces, ar kuŗām to sasniedz, sauc par *f o k o m e t r i e m*.

Fokometra nepieciešamā daļa ir «optiskais sols», par kuŗu jau bija runa § 336. Ta ir centimetros (un precizākos gadījumos arī milimetros) iedalīta koka vai metāla sliede, pa kuŗu var slidēt jātnieka veida statīvi ar viņos iestiprinātiem: lēcu, gaismas avotu un ekranu. Zīm. 55. rāda šādu vienkāršu optisku solu. Kā gaismas



Zīm. 55.
Fokometrs.

avotu parasti jē elektrisku kvēllampu *S*. Bet lai objekts būtu viss vienā plāksnē, jo tikai tad visi viņa punkti būs kopejā fokālā plāksnē, lampai prieksā noliek ekranu *M* ar apaļu vai četrstūrīgu izgriezumu tā, ka uz ekrana *E* cauri lēcai attēlojas ne pati lampa, bet šī izgriezuma kontūras. Vēl jo labāki, ja šī izgriezumā ievēl diegu vai smalku drāšu krustu. Tad uz ekrana *E* redzams gaišs izgriezums ar asu ēnas krustu vidū.

Zīm. 55. rāda objekta, lēcas un attēla ekrana stāvokli izliektas lēcas gadījumā. Objektu no lēcas noteiktā atstātumā d nostādot un pārvietojot ekranu E tik ilgi, kamēr diegu krusts uz viņa dod visasako attēlu, atskaita iedaļas starp A un C ; tas tad būs f . Tad zinot f un d , no lēcas formulas izrēķinām F .

Lieto arī sekošo metodi. Lēcu nostāda apmēram sola vidū un pārvieto E un S , turot viņus vienādā atstātumā no L , tikmēr, kamēr uz E rodas ass diegu krusta attēls. Tad $f = d$ un

$$F = \frac{d}{2}.$$

Kā viegli saprast, šīnī metodē d nevar būt $< 2F$, jo tad attēls ir šķietams. Kad $d > 2F$, lēcai ir divas pozīcijas, kurās viņa uz ekrana dod realu objekta attēlu. Tas tapēc, ka lēcas formulā, atminoties ka f dubultizliektas lēcas gadījumā ir negatīvs, d un f varam domāt savās lomās pilnīgi samainamus.

Aprakstītās metodes noder plānu, bet ne biezu lēcu gadījumiem. Biezām lēcam noder sekošā: uz optiskā sola, turot E un S noteiktās vietās, atrod tādus divus lēcas stāvokļus, kuŗos ta uz ekrana dod asu diegu krusta attēlu. Šos stāvokļus nosaka divi mērijumu pāri- f_1 , d_1 un f_2 , d_2 . Katram stāvoklim ir savs palielinājums β_1 un β_2 , kuŗus dabū, ja izmēra objekta un attēla dimensijas, piem., pašu diegu un to ēnu gaŗumus uz ekrana E . Katram stāvoklim lēcas formulu pielietojot un to attiecīgi pārveidojot varam rakstīt

$$1 - \frac{f_1}{d_1} = \frac{f_1}{F}$$

$$1 - \frac{f_2}{d_2} = \frac{f_2}{F}.$$

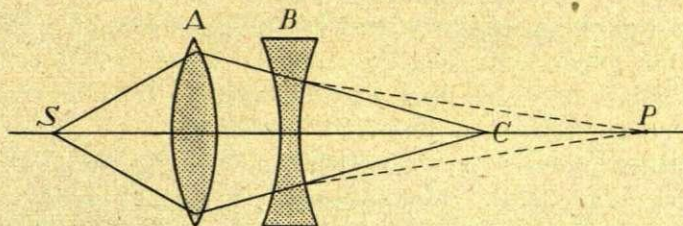
No otrās pirmo atņemot, dabujam

$$\frac{f_1}{d_1} - \frac{f_2}{d_2} = \frac{1}{F} (f_2 - f_1).$$

$\frac{f_1}{d_1}$ un $\frac{f_2}{d_2}$ ir jau atrastie β_1 un β_2 ; $f_2 - f_1$ ir atrodams no abiem lēcas stāvokļiem uz optiskā sola. Apzīmejojot to ar s , galīgi rakstam

$$F = \frac{s}{\beta_1 - \beta_2}.$$

Ieliekto lēcu dotie attēli vienmēr ir šķietami; tapēc viņām neviena no aprakstītām metodēm neder. Zīm. 56. rāda, kā rīkotos dubultieliekta lēcas gadījumā: ar dubultizliektu lēcu A dabū uz ekrana reālu attēlu C . Pēc tam viņai blakus novieto pētamo ieliekto

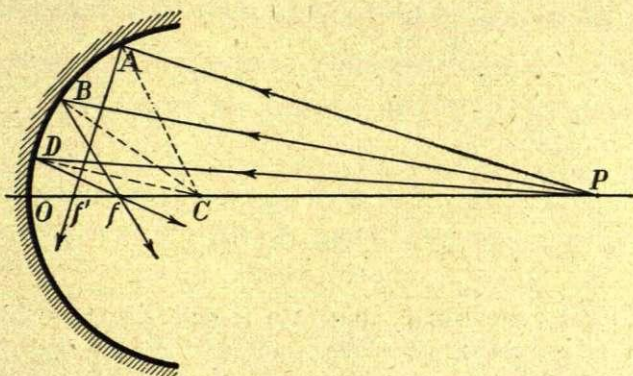


Zīm. 56.

Ieliekta lēcas fokuss

lēcu B . Izklaidedama no A nākošos starus, viņa to saiešanas vietu pārcels no C uz P . Tapēc tagad S skaidrais attēls būs redzams pie P . Te nu F būs reālais gaismas avots un C — šķietamais attēls. Tapēc $OC = f$, $OP = d$, no ka aprēķinām F .

§ 349. Sferiskā aberācija spoguļos un lēcās. Līdz šim mēs visos gadījumos pieņemam, ka uz spoguļi vai lēcu kritošais gaismas staru kūlis ir ļoti šaurs; tad refleksija, resp. refrakcija norisinās tikai optiskās ass tuvumā, un tikai šādi centrāli stari pēc refleksijas un refrakcijas saiet vienā kopejā punktā — fokusā.



Zīm. 57.

Liela apertūra.

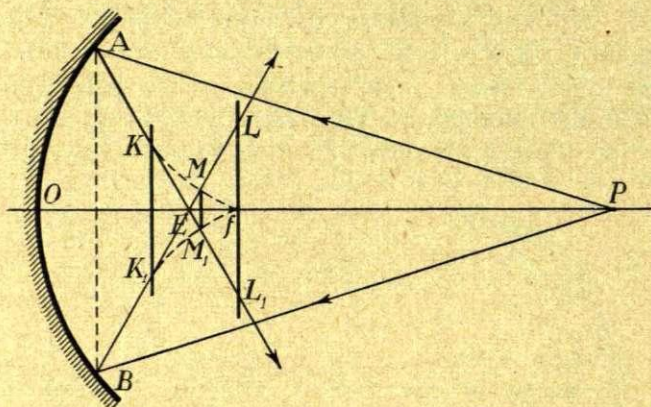
Tapēc iepriekšējos §§ pievestās formulas un sakarības ir derīgas tikai šim gadījumam. Kad kūlis ir plats, refleksija, resp. refrakcija ir komplicēta.

Tas redzams no zīm. 57. AB ir ieliekts spogulis, P — gaismas avots (punkts), C — spoguļa centrs. Grafiski konstruējot reflektētos starus no dažādām spoguļa virsmas vietām redzam, ka visi viņi kopejā punktā f , kas būtu spoguļa fokuss ļoti šaura kūļa gadījumā, nesaiet, bet ka malejiem stariem katram ir savs fokuss f' . Šie stari spoguļa iekšienē krustojas, dodot veselu punktu rindu; šie punkti guļ uz likas līnijas, kuŗu sauc par spoguļa **k a u s t i s k o l i n i j u** jeb **k a u s t i k u**. Kā viegli saprast, kaustiskā līnija ir atkarīga no gaismas avota P atrašanās vietas.

Kaustika patiesībā ir ne līnija bet gan virsma, jo no P uz spoguļi krīt telpisks staru kūlis. Šo virsmu sauc par **k a u s t i s k o v i r s m u**. Kaustiskā līnija ir šīs virsmas sekcija ar zīmejuma plāksni.

Kaustika novērojama arī gaismai no cilindriskas virsmas reflektējoties. Tas redzams kuŗā katrā tējas tasē vaj glāzē, ja tanī slīpi krīt gaisma. Vēl jo labāki tā redzama, ja saliektu spožu metāla sloksni noliek perpendikulāri uz balta papīra loksnes.

Kā redzams no zīm. 57., spoguļa malejie stari krusto optisko asi tālāki no fokusa, t. i. tuvāki spoguļa polam. To vēl reiz ilustrē



Zīm. 58.

Sferiskā aberācija.

lielas apertūras spoguļi zīm. 58. f te ir centrālo staru fokuss, E — malejo staru un ass krustšanās punkts. KfK_1 ir kaustiskā līnija. Ja KK_1 ir optiskai asij perpendikulāri nostādīts ekrāns, tad punkteidīgais avots P uz viņa dos apaļu gaišu plankumu ar gaišu malu. Kad ekrānu pārvietosim uz f pusi, šis plankums kļūs arvienu mazāks. Pie E viņa vidū būs redzams gaišs punkts. Kad ekrāns sasniegs stāvokli MM_1 , plankums būs ar vismazāko diametru, jo pēc tam ap viņu rasies arvienu lielāks topošs, par viņu tumšāks gredzens. Pie f

plankums būs atkal punkts, gredzens būs apaļa ripa ar radiusu fL . Tā tad stari saiet ne punktā f , bet gan diezgan komplicētā kārtā krustojas telpā ap viņu. Šo parādību sauc par sferisko aberaciju. Atstātums Ef mēro longitudinālo, atstātums fL — laterālo sferisko aberaciju.

Sevišķi no svara ir longitudinalā aberacija. Viņa ir atkarīga kā no spoguļa radiusa r , viņa aperturas h , tā arī no galvenā fokusa F atstātuma un gaismas avota atstātuma d no spoguļa. Palaižot gaismu diezgan garās, bet elementārās matemātiskās dedukcijas, viņas lielumu kā punktu f un E atstātumu diferenci no O (zīm. 58.) varam rakstīt

$$\lambda = f - E = \left(\frac{d-r}{d-E} \right)^2 \cdot \frac{h^2}{r}.$$

h ir puse no AB (zīm. 58).

Tāpat kā pie refleksijas, arī pie refrakcijas, piem, lēcās rodas sferiskā aberacija, ja lēcas apertūra ir liela. Vispārīgā gadījumā te longitudinalās sferiskās aberācijas izteiksme ir komplicēta, kapēc viņu te nerakstīsim. Matemātiska analīze rāda, ka paralelu staru gadījumā plānas lēcas longitudinalā aberacija ir minimums, kad

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{2\mu^2 - \mu - 4}{\mu(1 + 2\mu)},$$

kur μ ir lēcas materiāla refrakcijas koeficients un r_1 un r_2 viņas virsmu radiusi. Tas dod iespēju atrast tādas r_1 un r_2 kombinācijas resp. lēcas formu, kurai aberacija būtu pēc iespējas maza. Vispirms redzam, ka aberacija nav minimums, ja $\frac{r_1}{r_2} = +1$, jo pirmā gadījumā μ vajadzētu būt negatīvam, otrā 1. Pie $\mu = 1,5$ (stikls) $\frac{r_1}{r_2} = -\frac{1}{6}$, kas nozīmē, ka dubultizliektas lēcas gadījumā stariem pretī jāvērs virsma ar mazāko radiusu, t. i. vairāk izliektā virsma. Tas pats jādara arī plankoveksas lēcas gadījumā: stariem pretī jāstāda ne plakanā, bet gan izliektā virsma. Kā tā ilustrāciju Drude dod sek. skaitļus:

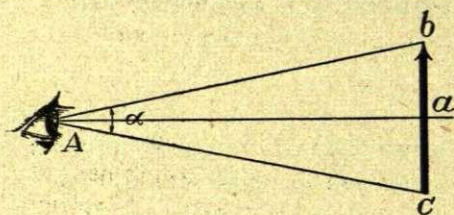
Lēcas forma	$\mu = 1,5$		$\mu = 2,0$	
	$\frac{r_1}{r_2}$	Aberacija	$\frac{r_1}{r_2}$	Aberacija
Plankonveksta, $r_1 = \infty$	∞	4,5 cm	∞	2,0 cm
Bikonveksta	-1	1,67	-1	1,0
Plankonveksta, $r_2 = \infty$	0	1,16	0	0,5

Lēcu un spoguļu sferisko aberāciju var arī samazināt, ja malejos starus krītošā kūlī izslēdz, novietojot viņiem priekšā diafragmu. Dažos gadījumos ir izdevīgi darīt arī otrādi — aizsegt centralos starus un atstāt tikai malejos.

Svarigākie optiskie instrumenti.

§ 350. **Mikroskops.** Lai mūsu acs kādu objektu varetu labi un skaidri saskatīt, ir vajadzīgs, lai skatamais objekts nebūtu no mums ne pārāk tālu, ne arī pārāk tuvu. Tas stāv sakarā ar acs akomodēšanās spēju, resp. ar acs muskuļu dabisko vai nedabisko sasprāgumu. Vismazāki aci nogurdina ap 25 cm attālumā nostādīti objekti. Šo attāstumu sauc par «labākās redzes distānci».

Skaidra redzēšana atkarājas arī no skatamā priekšmeta lieluma, resp. tā struktūras smalkuma vai rupjuma. Šo atkarību parasti izteic ar to leņķi α (zīm. 59.), zem kuŗa aci sanāk priekšmeta malejie stari; viņu sauc par «redzes leņķi». Jo šis leņķis lielāks, jo priekšmeta kontūras, resp. struktūra labāki saredzamas. Kad priekšmets ir mazs, mazs ir leņķis, zem kuŗa tas acij redzams, un viņa kontūras grūtāki saskatāmas. Ja redzes leņķis kļūst mazāks par $1' - 2'$, objekta kontūras paliek neskaidrā; tādu objektu mūsu acs vairs tikai no-



Zīm. 59.
Redzes leņķis.

mana, bet skaidri nesaredz. Tapēc, ja kāda objekta struktūra ir tik smalka, ka tās elementi (piem., graudiņi) redzami zem leņķa, kas mazāks par $1' - 2'$, tad tā vairs nav saskatāma un objekts mums izliekas viengabalains. Kā no augšējā zīm. redzams, tas būs tad, ja objekta dimensijas bc būs

$$bc = 2 aA \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}.$$

Kad $aA = 25 \text{ cm}$ un $\alpha = 2'$,

$$bc = 50. \operatorname{tg} 2'.$$

Tik maza leņķa gadījumā tg vietā varam likt pašu, radianos izteiktu leņķi; tapēc

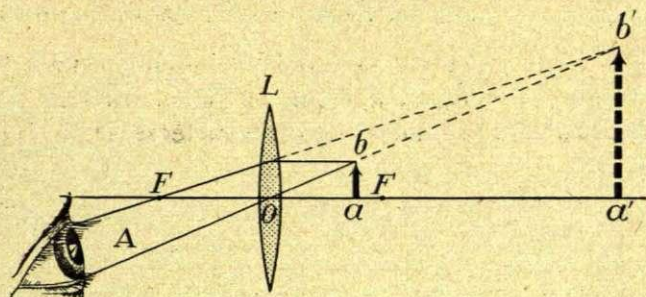
$$bc = 50.0,0003 = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm} = \frac{3}{20} \text{ mm}.$$

Tas ir tas mazākais lielums, kuŗu neapbruņota acs vēl var saskatīt; mazāku priekšmeta kontūras nav vairs skaidras.

Ja gribam arī mazākus priekšmetus saskatīt, viņi jātuvina acij. Tas redzes leņķis palielināts. Bet tad viņi būtu acij tuvāki par labākās redzes distanci, kas atkal nevēlams. Tapēc redzes leņķis jāpalielina citādi. Visvienkāršāki tas sasniedzams, starp aci un skatāmo objektu divkārt izliektu lēcu novietojot.

To rāda zīm. 60. F ir bezgalīgi plānas lēcas L galvenais fokuss, ab — objekts. Viņš novietots starp lēcu un tās fokusu.

Tad, kā rādīts § 347., acs redz viņa taisno, kaut arī šķietamo, bet palielināto attēlu pie $a'b'$. Ar to redzes leņķis ir kļuvis lielāks un priekšmets skaidrāki saskatāms.



Zīm. 60.

Lēca — mikroskops.

Šāda lēca nodērkā vīselementārākais mikroskops. Viņa skatāmo priekšmetu itkā palielina, kapēc viņu bieži sauc par palielinātajū lēcu jeb palielinātajū-stiklu.

Mikroskopija ir zinātne pati par sevi. Viņa sevišķi no svara mikro-biologiem un mediķiem. Ir labas grāmatas, kurās ar mikroskopiju un tās praksi saistītie jautājumi ir pietiekoši plaši apskatīti. Tapēc te atzīmesim tikai tos optiskos pamatjēdzienus, kas ar viņu saistās.

Attiecība starp objekta redzamā attēla un paša objekta dimensijām mēro lēcas, resp. elementārā mikroskopa palielinājumu β : Kā redzams no zīm. 60.

$$\beta = \frac{a'b'}{ab} = \frac{Oa'}{Oa} = \frac{f}{d} \text{ (skat. arī § 347.)}$$

Kombinējot to ar lēcas formulu (§ 346.), un domājot $f = D$ kā labākās redzes distanci, (acs domata stiklam pavisam tuvu), dabūjam:

$$\beta = 1 - \frac{D}{F}.$$

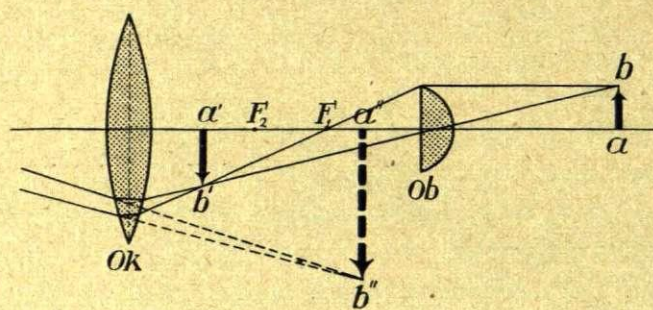
Lai β būtu lielāks, F jāņem mazs; tapēc tad $\frac{D}{F}$, salīdzinot ar 1, ir liels un bez lielas kļūdas var rakstīt (zīm. (—) vērā neņemot)

$$\beta = \frac{D}{F} = \frac{25}{F}.$$

Liekot, piem., $F = 5 \text{ cm.}$, dabūjam $\beta = 5$ (reizes).

Lēcam ir optiski defekti: vispirms sferiskā, tad chromatiskā aberācija. Tapēc labos palielinajos stiklos jakorīgē kā viens, tā otrs no šiem defektiem (skat. § 358.). Bet ja gribam lielu palielinājumu, tad lēcai jābūt ar mazu radiusu. Tādas mazas lēcas jau vispirms grūti izgatavot, otrkārt grūti achromatizēt. Tapēc visur tur, kur vajadzīgs spēcīgs mikroskops, lieto ne vienas lēcas vienkāršo, bet gan no vairākām lēcam saliktu mikroskopu.

Staru gaita vaj — pareizaki — attēlu izveidošanās saliktā mikroskopā ir diezgan komplicēta. Zīm. 61. rāda šīs gaitas shēmu. Priekšmets ab ir novietots priekšmeta lēcas jeb objektīva Ob tuvumā, kurš dod ta



Zīm. 61.

Salikts mikroskops.

reālo attēlu $a'b'$. F_1 ir objektīva galvenais fokuss, F_2 — acs lēcas jeb okulara galvenais fokuss. Šis okulars kalpo kā palielinātāja stikls attēla $a'b'$ aplūkošanai. Tā acinotā

stipri palielinātā attēla $a''b''$ stari. Atstātumu starp okulara un objektīva galveniem fokusiem F_1 un F_2 sauc par mikroskopa «tubusa gaļumu». Šis nosaukums cēlies no tā, ka parasti objektīvu un okularu montē kāda metaliska vaj papes stobra (tubusa) galos; tad mikroskopam ir noteikts tubusa gaļums kā atstātums starp objektīvu un okularu. Optiskais tubusa gaļums ir distance $F_1 F_2$.

Lai attēls $a''b''$ būtu labi un skaidri redzams, viņam jābūt vislabākās redzes attālumā D no acs, t. i. no okulara lēcas, jo acs mikroskopā skatoties jatur okulara lēcai ļoti tuvu.

Ja attēls $a'b'$ ir attālumā f no objektīva, tad mikroskopa palielinājums ir

$$= \frac{a''b''}{ab} = \frac{fD}{F_1 F_2},$$

kur ar F_1 un F_2 apzīmētas objektīva un okulara galvenās fokālās distances. Visa mikroskopa fokālā distance ir

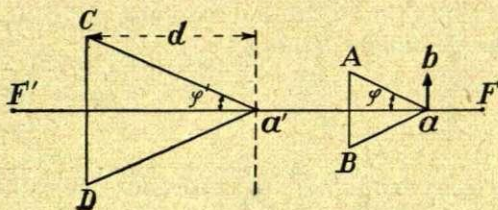
$$F = \frac{F_1 F_2}{\Delta},$$

ja Δ ir optiskā tubusa gaļums. Tapēc arī

$$\beta = \frac{fD}{F\Delta}$$

Liksim, piem., $F_1 = 0,4 \text{ cm}$, $F_2 = 2 \text{ cm}$ un $\Delta = 20 \text{ cm}$. Tad $F = 0,4 \text{ cm}$ un $\beta \approx 3f$.

Attēlu izveidošanā mikroskopā liela loma piekrit tam, kā ierobežots mikroskopā ieejošais un no tā izejošais staru kūlis, t. i. no objektīva un okulāra apertūras. Sevišķi liela loma ir apertūras attiecībai pret fokālo distanci (§ 349.). Objektīvā staru kūļiem jābūt cik spējams platiem, okulārā otrādi. Tas neprotams no zīm. 62, kur AB schematiski attēlo objektīvu, CD — okulāru. F ir visa mikroskopa priekšējais, F' — pakāļējais fokuss. Ar $p=AB$ un $p'=CD$ apzīmesim objektīva un okulāra apertūras. Tad α un α' ir objektīva un okulāra redzes leņķi. Ja objektīva telpas refrakcijas koeficients ir μ , okulāra telpas koeficients μ' , tad



Zīm. 62.

Staru gaita komplicētā mikroskopā.

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha'} = \frac{\mu}{\mu'} \beta.$$

Bet arī

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi'} = \frac{\mu'}{\mu} \beta,$$

kur φ ir puse no ta leņķa, zem kuŗa būtu redzama objektīva apertūra p , ja uz viņu skatītos no kāda objekta punkta, un φ' — puse no leņķa, zem kuŗa būtu redzama okulāra apertūra no kāda attēla $a''b''$ punkta skatoties. Mikroskopu objektīvos φ parasti ir daudz lielaks par φ' . Liekot $\operatorname{tg} \varphi'$ vietā $\sin \varphi'$, dabūjam

$$\operatorname{tg} \varphi' = \sin \varphi' = \frac{p'}{D}.$$

To ar agrāko kombinejot, un pieņemot $\mu' = 1$ (gaiss), dabūjam

$$a = \mu \sin \varphi = \frac{p'}{F'}.$$

Produktam $\mu \sin \varphi$ mikroskopa optisko īpašību raksturojumā ir visievērojamākā loma. $\mu \sin \varphi$ viņu sauc par numerisko apertūru. Jo numeriskā apertūra ir lielāka, jo lielāka ir mikroskopa atdalīšanas spēja, t. i. spēja skaidri atšķirt divus objekta punktus vienu no otra. Parasti viņa ir ap 0,8. Praktiski iespējamā vislielākā apertūra ir 1,6.

Lai numeriskā apertūra varetu būt noteikta, mikroskopā vajadzīgas dažādas diafragmas. Praktiski tām jābūt diezgan mazām. Bet tad gaismas stari tām cauri iet ne tā, kā to prasa ģeometriskās optikas likumi, bet gan viņu gaitā rodas traucējumi, ko sauc par difrakciju. Par to būs runa § 365. un tālāk. Tāpat difrakcijas komplikācijas rodas staru ceļā mikroskopā no tā, ka viņā apskatāmie priekšmeti dod ne paši savu, bet izkļaidetu kāda cita avota gaismu. Kā redzesim § 366., difrakcija ap kādu šķērslī ir jo lielāka, jo mazāks ir pats šķērslis. Bez tam difrakcijas bilde ir atkarīga arī no lietotās gaismas viļņa garuma λ . To visu vērā ņemot, Abbé ir devis mikroskopa teoriju, kurā mikroskopa atdališanas spēju noteic lielums

$$\delta = \frac{\lambda}{2a} = \frac{\lambda}{2\mu \sin \varphi}.$$

Ar to ir nolikta mikroskopa spējai noteikta robeža: punktu, kas stāv tuvāki viens otram par δ , mikroskopā šķirtus vairs neredzesim. Piem., liekot $a=0,9$ un eksperimentējot ar dzeltenu, kā videjā viļņa garuma gaismu ($\lambda = 5,8 \cdot 10^{-5}$ cm), dabūjam

$$\delta = 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

Šādu lielumu vēl varam mikroskopā skaidri saskatīt, ja ta numeriskā apertūra ir 0,9, bet mazāku gan ne. Tas atbilst palielinājumam ap $\beta = 476$. Kā jau minēts, maksimālā, praktiski iespējamā apertūra ir $a = 1,6$. Tad

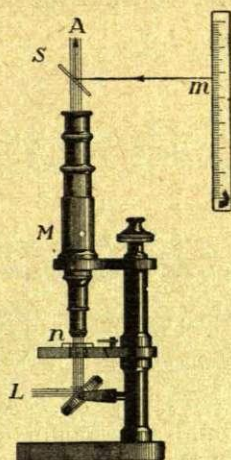
$$\delta_{\min} = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ cm,}$$

kas atbilst palielinājumam ap 850. Ta tad ir mikroskopa spēju robeža, ja objekta apgaismošanai lietojam gaismu ar viļņa garumu $\lambda = 5,8 \cdot 10^{-5}$ cm. No tā redzams, ka censties pēc lielāka palielinājuma nekā 850, nav nozīmes. Gan, varbūt, varetu vēlēties, lai redzes leņķis mikroskopā būtu ne robežleņķis $1' - 2'$, bet piem., $4'$. Tad arī palielinājums būtu 2 reizes lielāks. Bet tad tālākais palielinājums pāri 1700 reizēm nekādu labumu vairs nenesīs. Te robežas būs liktas ar tiem difrakcijas traucējumiem, kuru lielumu nosaka viļņa garums λ . Tapēc tikai šo λ samazinot varetu mikroskopa atdališanas spējas palielināt. Bet arī tam ir praktiskas grūtības ceļā, jo īso viļņu gaisma ļoti stipri absorbejas kā stiklā, tā arī citos caurspīdīgos apvidos. No sacītā redzam, ka nav nekādu cerību kādreiz redzēt mikroskopā piem., m o l e k u l u.

Atdalīšanas spēja kļūst lielāka, ja telpa starp objektu un objektīvu ir pildīta ar kādu vielu, piem., ūdeni, ciedereļļu. Tad saka, ka mikroskops ir ar ūdens vai eļļas imersiju. Imersija palielina leņķi φ , no ka vēl tikko saskatamais lielums δ var būt mazāks nekā gadījumā bez imersijas.

Praktiski lietojamā mikroskopa palielinājumu visērtāki atrast, ja kā objektu ņem kādu priekšmetu ar sīkām iedaļām, piem. stikla platiņu, uz kuras noteiktos atstājumos savilkta striepa (objektu mikrometrs), bet tānī pašā laikā ar otru aci skatas uz kādu skalu — arī ar iedaļām. Pie zināmas uzmanības tas iespējams. Ja n iedaļas mikroskopā sakrīt ar m iedaļām uz skalas un ja abu iedaļu samērs ir, piem., 100, tad palielinājums ir $100 \frac{n}{m}$.

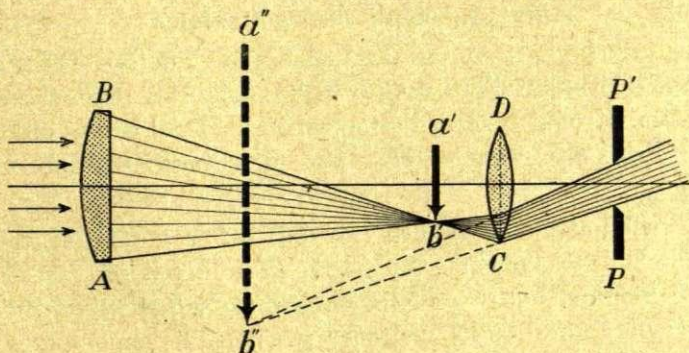
Ērtāki nekā skatīties ar katru aci uz savu skalu ir lietot zīm. 63. rādīto ierīci: virs okulara novieto ar 45° paliektu spoguļa stiklu vaj taisna leņķa prizmiņu. Skalu tad nostāda vertikāli. Kā redzams, abu skalu attēli tad aci saņāks kopā un salīdzināšana būs visai ērta.



Zīm. 63.

Palielinājuma atrašana.

§ 351. Teleskops. Binoklis. Okulari. Teleskopu lieto attālaku priekšmetu skaidrai saskatīšanai. Kā pirmo šāda tipa instrumentu apskatīsim tā saucamo astronomisko teleskopu, kuŗa principu devis Keppler's 1611. g. Viņā ir divas lēcas — objektīvs AB (zīm. 64.) un okulars CD . Objektīva diametru apzīmēsim ar d , viņa galveno fokālo distanci ar F . Okulara fokālo distanci sauksim f . Teleskops dimensionēts tā, ka okulara un objektīva fokusi sakrīt



Zīm. 64.

Astronomiskais teleskops.

vienā punktā; tapēc linearais atstātums starp objektīvu un okularu ir $f+F$. Objekta attēls $a'b'$ ir tuvu okularam, kuŗā tas redzams kā šķietams un palielināts attēls $a''b''$.

Šāda teleskopa palielinājumu dod objektīva un okulara fokālo distanču attiecība. Tas redzams no tā, ka ja objekta lielums ir $ab=L$ un ja tas atrodas atstātumā s no objektīva, tad lenķis, zem kuŗa objekts redzams, ir $\frac{L}{s}$ (s ir ļoti liels). Objekta attēla $a'b'$ lielums l ir

$$l = \frac{L}{s} F.$$

Ja s' ir $a''b''$ atstātums no okulara, tad $a''b''$ lielums ir

$$l'' = \frac{Ls'}{sf} F,$$

un redzes lenķis (tuvēni) $\frac{L}{sf} F$. Tapēc palielinājums ir $\beta = \frac{F}{f}$.

Praktiski teleskopa palielinājumu var dabūt tāpat kā mikroskopā: labi tālu novieto skalu ar iedaļām. Ar vienu aci teleskopā ar otru tieši uz skalu skatoties, dabūjam divus attēlus, vienu pāri otram. Atzīmejot cik iedaļas, teleskopā skatoties, apjēmu visu skalā, palielinājumu dabūjam dalot skalas iedaļu skaitli ar šo iedaļu skaitli.

Aprakstītais teleskops ir ļoti nepilnīgs, jo vienas pašas lēcas objektīvs ir ar hromatiskās aberācijas defektu. Tāpat arī okulars. Tapēc labos instrumentos lieto no 2 lēcam saliktu objektīvu un arī divu lēcu okularu — vaj nu Huygens'a, vaj Ramsden'a (skat. turpmāk) tipa. Otrkārt, arī dažas diafragmas teleskopā ir vajadzīgas. Kā uz vienu janorāda uz diafragmu pp' tuvu pie acs (starp aci un okularu). Tā fiksē novērotāja acs vietu. Viņas apertūra nedrīkst būt mazāka par 5 mm, jo citādi stari aci neieies.

Novērotā objekta vaj tā atsevišķo daļu noteiktai fiksešanai redzes laukā teleskopos lieto diegu krustu, taisītu no smalkiem zīrnēķļu pavedieniem. Krustu ievēl diafragmā, kas nostādīta objektīva fokālā plāksnē. Tad acs viņu attēlu redz tānī pašā plāksnē, kuŗā guļ attēls $a''b''$.

No palielinājuma formulas varetu rasties doma, ka teleskopa palielinājumam nav robežu. Bet tāpat kā mikroskopā, arī te, sākot ar zināmu lielumu, tāļākā palielinājuma doto redzes skaidrību traucē difrakcijas parādības, tā kā cenšanās pēc tāļākā palielinājuma ir bez nozīmes: priekšmeta attēls gan kļūst lielāks, bet viņa formas un struktūras skaidrībai nekas klāt nenāk. Sevišķi tas sakāms par

teleskopiem, kas domāti zvaigžņu lūkošanai: te zvaigznes attēls ir ne punkts, bet gan neliela ripiņa ar tumšiem un gaišiem riņķiem apkārt. Sikaka teleskopa teorija rāda, ka divi punkti teleskopā izskatas šķirti, ja viņu attēli objektīva fokālā plāksnē ir ne tuvāki viens otram kā

$$1,22 \cdot \frac{F \cdot \lambda}{d},$$

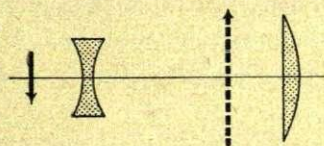
kur λ ir gaismas viļņa garums. Tas nozīmē, ka redzes leņķim α starp abiem punktiem jābūt ne mazākam kā $1,22 \cdot \frac{\lambda}{d}$. Jemot atkal $\lambda = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, dabūjam

$$\alpha = \frac{1,22 \cdot 5,8 \cdot 10^{-5}}{d} = \frac{7}{d} 10^{-5}.$$

To tad var uzskatīt kā teleskopa atdalīšanas spējas robežu.

Šo robežu var paplašināt jemot lielu d . Bet izgatavot objektīvus ar lielu diametru nav viegli. Vispirms jau grūti dabūt tik lielas stikla masas pilnīgi homogenas. Otrkārt grūti tādus noslīpet; arī deformejas viņi paši no sava smaguma. Jerkas observatorijas lielā refraktora objektīvs ir ap 100 cm. diametrā un ar fokālo distanci 20 metru. Tas atbilst ap 720 - kārtīgam palielinajumam. Tapēc teleskopa palielinājums pāri par 1000 ir lieks.

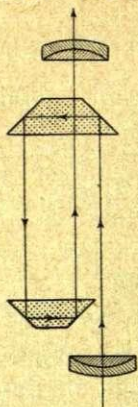
Astronomiskais teleskops novērojumiem uz zemes maz noderīgs, jo viņš dod atcārnus attēlus. Attēlu apvēršanai teleskopā jāiebūvē vēl viena lēca. Bet arī tad viņš ir neparocīgs sava lielā garuma dēļ. Tapēc zemes attālumiem noderīgāks ir Galileja, jau pirms Keplera konstruētais teleskops. Viņa schema redzama no zīm. 65. Okularā ir ne izliekta, bet ieliekta lēca. Kā redzam, šāda teleskopa dotais attēls ir arī šķietams un palielināts, bet taisnis. Arī te palielinājums ir dots ar abu lēcu fokālo distanču attiecību. Tāpat arī viņa atdalīšanās spēja izteicas tāpat kā astronomiskā teleskopa gadījumā. Bet viņš ir daudz īsāks par pēdejo, proti ne ar garumu $F + f$, bet gan $F - f$. Kā nākošā priekšrocība minams tas, ka ieliektā lēca pa daļai kompensē objektīva chromatisko aberāciju. Kā viņa trūkums ir tas, ka viņā nevar lietot diegu krustu, jo to tad nāktos novietot ārpusē pie $a'b'$, kas ir neiespējams.



Zīm. 65.
Galileja teleskops.

B i n o k l i s ir divu Galileja teleskopu kombinācija. Chromatiskās aberācijas iznīcināšanai arī Galileja teleskopā un binokli objektīvu un okularu taisa no divam lēcām.

Pag. g. simteņa beigās tirgū parādījās īsi un parocīgi binokli, kas taisīti no astronomiskiem teleskopiem. Tas ir iespējams pielietojot viņu konstrukcijā taisna leņķa prizmas. Zīm. 66. dod šāda binokļa schematisku attēlu. Kā redzam, stars, izgājis cauri objektīvam, iekļūst okularā tikai pēc vairakkārtīgām refleksijām. Ar to stara gājiens kļūst liels, teleskopa garums, turpreti, var palikt mazs. Bez tam te atkrit arī attēla apvērseja lēca, jo, kā rādīts § 343. zīm. 33. pie totalās refleksijas taisna leņķa prizmā objekta attēls apvēršas. Šāda teleskopa, resp. binokļa redzes lauks ir diezgan liels, kapēc viņus daudz lieto.

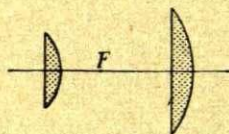


Zīm. 66.

Prizmas
teleskops.

Viens no lielākiem teleskopu trūkumiem ir viņu lēcu chromatiskā aberācija. Ar šī trūkuma novēršanu nodarbojās kādreiz *N u t o n s*. Bet turedamies pie nepareizā ieskata, ka dispersija vienmēr ir refrakcijai proporcionāla, viņš nāca pie nepareiza slēdziena, ka chromatisko aberāciju novērst nav iespējams. Tagad to var panākt diezgan viegli (§ 358). Kā šī nepareizā slēdziena rezultāts bija tas, ka *N u t o n s* pieķērās otrā teleskopa tipa — tā saucamā reflektora — konstruēšanai, kurā lēcu vietā ir ielikti spoguļi. Šī tipa instrumenti ir lētāki par refraktoriem, bet ar viņiem jāpietās daudz uzmanīgāki kā ar tiem, jo spoguļi ātri vien var deformēties, kas novēroto bildi var stipri sakropļot.

Kā jau teikts, refraktoros un mikroskopos okularus ta'isa ne no vienas, bet no divām lēcām. Zīm. 67. rāda tā sauc. *H u y g e n s ' a* okulāra shēmu. Tas taisīts no divām plankonveksām lēcām, pie kam tās lēcas fokālā distance, kuŗa ir no acs tālāki («lauka lēca»),



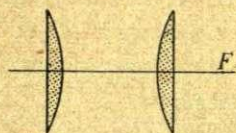
Zīm. 67.

H u y g e n s ' a okulārs.

ir ap trīs reizes garāka nekā acij tuvās lēcas («acs lēcas») fokālā distance. Atstātums starp lēcām ir ap divi reizes lielāks par acs lēcas fokālo distanci. Šāda okulāra (divu lēcu kombinācijas) kopejā fokālā distance ir $\frac{3}{2}$ no acs lēcas fokālās distances. Viņa

galvenais fokuss atrodas starp abām lēcām, *H u y g e n s ' a* okulārā sferiskā aberācija ir maza.

Ramsden'a okulāra schemu rāda zīm. 68. Viņā ir divas vienādas plankonvenksas lēcas, pie kam atstātums starp tām ir $\frac{2}{3}$ no to fokālās distances. Šāda okulāra galvenais fokuss ir ārpusē, ar distanci $\frac{3}{5} f$.



Zīm. 68.

Ramsden'a okulārs.

Salikta okulāra loma ir — reducēt dažus optiskus defektus, piem., chromatisko aberāciju. Jaatzīmē, ka okulārs (no 2 lēcam) doto bildi neapvērš. Ja astronomisko teleskopu gribam lietot zemes priekšmetu novērošanai, okulārā jānovieto vēl trešā lēca.

§ 352. Fotografiskais objektivs. Projekcijas aparāts. Npārejiem optiskiem instrumentiem vēl īsumā apskatīsim fotografisko un projekcijas aparātu. Visvienkāršākais fotografiskais aparāts ir § 334. jau aprakstītā *camera obscura*. Gaismas stari no kāda apkārtejā priekšmeta, piem., koka nākdami iet cauri nelielam caurumam noslēgtas kastes sienā un projecē priekšmetu uz pretejo sienu, kur novietota fotografiska plate. Plati attīstot uz tās dabujam «fotografetā» priekšmeta «negatīvu». Bet šāds aparāts ir stipri nepilnīgs, jo attēls uz plates neiznāk visai ass. Bez tam arī maz «gaismas stiprs» viņš ir. Tapēc labos aparātos cauruma vietā liek dubultizliektu lēcu vai arī vairāku lēcu kombināciju — objektīvu.

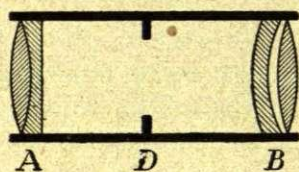
Objektīva uzdevums tā tad ir — dot asu, gaismas stipru un nesakropļotu priekšmeta attēlu. Visas šīs īpašības vienā objektīvā ir grūti apvienojamas, tapēc laba objektīva izrēķināšana un konstruēšana nav viegls uzdevums. Viena pati dubultizliekta lēca kā objektīvs ir diezgan primitīvs. Viņā ir jau agrāki atzīmetie chromatiskās aberācijas u. c. defekti, kapēc tās dotais attēls nevar būt pietiekoši ass. Bet tomēr kā asuma, tā gaismas stipruma ziņā šāds objektīvs ir vairāku desmitu reizes pārāks par kameru obskuru.

Kā viegli saprast, objektīva gaismas stiprums būs jo lielāks, jo lielāka būs viņa apertūra. Neaizsegtas lēcas gadījumā viņas apertūra ir tās apaļā šķērsriezuma laukums. Bet dotās bildes gaisms būs arī no lēcas fokālās distances atkarīgs. Novērojumi rāda, ka objektīva «gaismas stiprums» ir proporcionāls $\left(\frac{D}{F}\right)^2$, kur D ir objektīva apertūra un F — fokālā distance. Tapēc arī attiecību D/F var jemt par objektīva patreizējās spējas mēru.

Neaizsegta lēca laiž cauri kā centralos, tā malejos starus. Tapēc viņas dotā bilde ir ar vairākiem defektiem. Lai tos pēc iespējas novērstu, lēcas dabiskās aperturas vietā jē mākslīgu, noliekot viņai priekšā diafragmu ar tādu aprēķinu, ka lai kaitīgie malejie stari bīdes veidošanā dalību neņemtu. Diafragmu parasti taisa palielināmu vai samazināmu. No tā redzams, ka ar maināmu diafragmu var pēc vajadzības mainīt arī objektīva gaīsmas stiprumu. Diafragma aizsedz malejos starus, bet līdz ar to samazina arī objektīva gaīsmas stiprumu. Tapēc gaīsmas stipris objektīvs, kas dod nesakropļotu attēlu, nav viegli taisāms un tapēc ir dārgs.

Diafragmas diametru parasti izteic objektīva fokālās distānces daļās. Tā, piem., saka, ka dotā objektīva diafragma ir $\frac{F}{16}$, kas nozīmē, ka viņas diametrs ir $\frac{1}{16}$ no fokālās distānces F .

Chromatiskās aberācijas u. c. defektu dēļ viena pati lēca kā objektīvs ir nederīga portreju un tādu priekšmetu uzjēmumiem, kuriem ir smalka struktūra. Tad vienas lēcas vietā lieto no vairākām lēcām kombinētus un achromatizētus objektīvus. Tāds, starp citiem, ir arī jau 1841. gadā Petzval'a aprēķinātais un Voigtlander'a firmas konstruētais portreju objektīvs. Viņa shēma redzama zīm. 69.: A ir metāla caurulē iemontēta viena, B — otra achromatiska lēca. Starp viņām atrodas diafragma D , kuņas diametrs parasti ir $\frac{f}{4}$; tapēc šis objektīvs strādā aši.



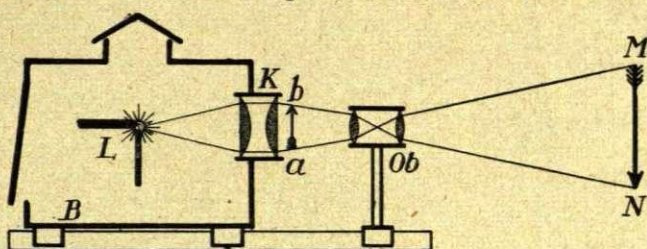
zīm. 69.
Petzval'a objektīvs.

Tomēr arī šādam objektīvam ir trūkumi; viens no tiem ir tas, ka viņa dotās bīdes centrs ir gaišāks par malām. Lai tos novērstu, ir mēģināts atrast dažas citas lēcu kombinācijas. Tā ir radušies tagad diezgan pazīstāmie objektīvi Zeiss'a anastigmats, Steinheil'a aplanāti u. c.

Objektīvs iemontēts fotokameras priekšējā sienā; plate atrodas pie pretejs dibens sienas. Lai atkarībā no priekšmeta attāluma no objektīva vāretu mainīt arī f , priekšējo sienu taisa pārbīdāmu, kas pānākams, ja kameras sānu sienas ir tādas kā plēšām.

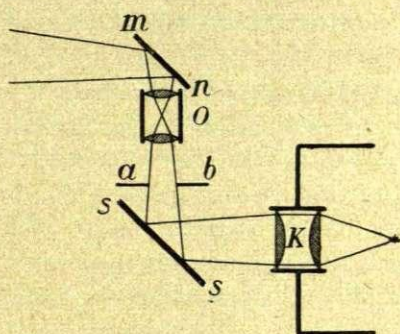
Projekcijas aparātu lieto, ja kādu sīku (caurspīdīgu) objektu, zīmējumu vaj taml., grib demonstrēt plašākai audi-

torijai. Viņa schemu rāda zīm. 70. Projecejamā priekšmetu $a b$ apgaismo ar kādu spēcīgu gaismas avotu, piem., skārda kastē K novietotu lokālampu L . Lai šo gaismu vēl vairāk izmantotu, kastes



Zīm. 70. Projekcijas aparats.

sienā (vaj arī kastei priekšā) ietaisīta 2 lēcu sistēma K ar lielu diametru — tā saucamais kondensators. Kondensatora stiprā staru kūli būdams, projecejamais priekšmets cauri (Petzval'a) objektīvam ob dod uz ekrana savu apvērstu, bet palielinātu attēlu MN . Tas ir pietiekoši gaišs, lai viņu varētu arī no attālakām vietām auditorijā redzēt un var būt pietiekoši liels, lai objekta ab sīko struktūru varētu labi saskatīt. Kā viegli saprast, lai uz ekrana dabūtā bilde MN būtu asa, atstātumiem starp ekranu, objektīvu un objektu ab jābūt vajadzīgā samērā. To panāk objektīvu montējot uz pārbīdama stativa. Tā dabujami vertikāli nostādītu objektu attēli. Zīm. 71. rāda, kā projecēt horizontālus objektus: ss ir spogulis ar 45° pret staru kūli, kas to met vertikāli augšup. ab ir galdiņš ar caurumu, uz kuŗa novieto projecejamā horizontālo objektu. mn ir otrs spogulītis, kopā ar objektīvu montēts, kas objektīvam cauri izgājušos starus atkal pataisa horizontālus. Tā var ne tikai cietus objektus, bet arī šķidrumus un dažādus fizikālus notikumus projecēt.



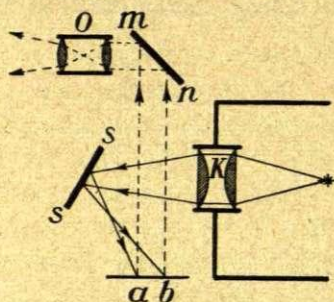
Zīm. 71.

«Horizontālā» projekcija.

Aprakstītais projekcijas aparats ir noderīgs caurspīdīgu ķermeņu, t. i. diaskopiskai projekcijai. Bet nav grūti konstruēt

arī necaurspīdīgu objektu projecejamā aparātu — epidiaskopu jeb vienkāršāki episkopu, kā to rāda zīm. 72. Te spogulis ss , salīdzinot ar zīm. 71., ir paliekts par 90° uz priekšu, kapēc tagad kondensatora dotais staru konuss iet uz leju, kur uz galdiņa ab atrodas projecejamais priekšmets, piem., zīmējums no kādas grāmatas. Šī

priekšmeta dotie stari iet uz augšu, reflektejas no spoguļa mn un cauri objektīvam O iet uz ekranu. Kā redzams, lai te objekts ab varetu būt vajadzīgā atstātumā no objektīva, pēdejā fokālajai distancēi ir jābūt lielai. Projektācijas aparatos parasti lieto *Petzvala* tipa objektīvus.



Zīm. 72.

Episkopiska projekcija.

aparata fokālā plāksnē objekta ab vietā (zīm. 70) vienu pēc otra liksim kāda notikuma atsevišķo fāzu zīmējumus, resp. fotografiskus uzņēmumus un nevienu no tiem tur neatstāsim ilgāki par $\frac{1}{16}$ sec, uz ekrana redzami šo atsevišķo notikumu attēli mūsu acī klāsies viens otram pāri, no kam mūsu apziņā rasies iespaids, ka bilde «kustas». Kāda attēlojamā notikuma atsevišķās fāzes parasti uzņem fotografiskā ceļā (notikumu «filmē») uz gaŗas fotografiskas filmas, ko pēc attīstīšanas uztin uz spoli. Laižot šādu filmu cauri projekcijas aparata fokālajai plāksnei ar vajadzīgo ātrumu, dabūjam uzjēmtā notikuma iluziju.

Projecēt var ne tikai lielākus, bet arī mikroskopiskus objektus. Tam nolūkam cauri mikroskopam, kuŗā ielikts attiecīgais objekts, laiž intensīvu gaismu, kuŗa tad krīt uz ekranu, dodot palielinātu objekta attēlu. Kā šini, tā arī visos tanis gadījumos, kur projecetai bildei jābūt gaišai — īpaši epidiaskopiskās projekcijās — jemtajam gaismas avotam jābūt ļoti stipram. Bet tādi avoti parasti daudz dod arī siltuma starus. Lai objektu no tiem pasargātu, starp viņu un aparata kondensoru novieto ar ūdeni pildītu stikla kivetī ar planparalēlām sienām; tad ūdens lielo daļu siltuma staru absorbē.

Gaismas dispersija.

§ 353. Dažas definīcijas. Balta un krāsaina gaisma. Parasti par «gaismu» mēs saucam balto gaismu. Bet gaisma var būt arī krāsaina. Ir gaismas avoti, kuŗi dod tikai vienas krāsas, par *monohromatisku* sauktu gaismu — zilu, zaļu, sarkanu dzeltenu etc. Tā, piem., Bunsen'a liesma, kuŗā atrodas nātrijs vaj kādas ta sāls gabaliņš, dod noteikti dzeltenu krāsu. Tanī pašā

liesmā ielikts litija gabaliņš dod spilgti k a r m i n - s a r k a n u gaismu. No ta var spriest, ka gaismas krāsainuma cēlonis pirmā kārtā meklejams pašā gaismas avotā.

Gan arī citādā ceļā var dabūt krāsainu gaismu, neatkarīgi no viņas avota, laižot baltu gaismu cauri dažām k r ā s a i n ā m vielām. Tā cauri sarkanam stiklam izgājusi balta gaisma ir kļuvusi sarkana, no zaļa stikla nāk tikai zaļa gaisma u. t. t. Tāpat arī dažiem krāsainiem šķidrumiem, piem., fuksina šķīdumam alkoholā, $CuSO_4$ —šķīdumam ūdenī un tml., cauri izgājusi gaisma ir krāsaina. Te gaismas krāsainums ir itkā r a d i e s caurspīdētā vielā, gaisma te itkā pārvērtusies no baltās krāsainā. Bet patiesībā te vielai ir tikai filtra funkcija — dažādās baltās gaismas sastāvdaļas vienu no otras atšķirt, t. i. visas citas aizturet un tikai vienu, piem., sarkano, izlaist cauri.

Jēdziens «krāsa» ir fizioloģisks jēdziens. Viņš rodas mūsu apziņā kā to fizioloģisko procesu sekas, kuŗus gaisma, mūsu acī nonākdama, tur izsauc. Šie procesi izteicas zināma veida redzes nerva kairinājumā. Sarkana gaisma rada citādu kairinājumu kā zila gaisma, zila citādu kā violeta, bet katras gaismas radītais kairinājums ir viņai īpatnejs un reproducējams. Bet tā tas ir tikai n o r m a l ā acī. Ir arī tādi cilvēki, kuŗu acis atšķiras no normalas. Tā, piem., ir cilvēki, kuŗiem no sarkanas gaismas rodas zaļas gaismas iespaids, un otrādi. Tas ir tā sauktais «krāsu daltonisms»^{*)}. Daltonisms ir ļoti krasas krāsu uztveres dažādības piemērs. Bet krāsu n i a n s u definešanā un atšķiršanā ir starpība pat starp ik diviem cilvēkiem. Tas rāda, ka fizioloģiskā gaismas monochromatisma definīcija ir nenoteikta un zinātnēi nederīga. Tapēc jāmeklē kāda cita, tīri fizikāla gaismas krāsu atšķirība. Kā uz vienu, katrai gaismas krāšai raksturīgu fizikālu īpatnību varetu norādīt uz viņas r e f r a k c i j a s k o e f i c i e n t u noteiktā apvidū.

Refrakcijas koeficients raksturo gaismas izplatīšanās ātruma attiecību vakuumā c pret ātrumu dotā apvidū v . Ja katrai gaismas krāšai ir savs refrakcijas koeficients, tad tas nozīmē, ka katrai no tām ir savs izplatīšanās ātrums. *Na* dzeltenai gaismai kvarcā $\mu = 1,544$, *Li* sarkanai gaismai tanī pašā kvarcā $\mu = 1,541$. Tas rāda, kā *Na*-gaisma (dzeltenā) kvarcā izplatās ar ātrumu $v = 0,6477c$ un *Li*-gaisma (sarkanā) ar ātrumu $v = 0,6488c$. Tā katrai gaismai ir sava pazīme — izplatīšanās ātrums dotā apvidū. Bet citā vielā, piem., ūdenī, stiklā, šīs pazīmes būs citādas, jo katrā vielā dotai

^{*)} Šādi cilvēki optiskas signalizācijas dienestam ir nederīgi.

gaismai ir savs refrakcijas koeficients. Tā kaut gan izplatīšanās ātrums, resp. refrakcijas koeficients var būt noderīgs gaismas krāsainuma definīcijai, tomēr šī definīcija būs noteikta tikai tad, ja tam nolūkam kāda viela, piem., kvarcs, ūdens etc. būs vispāri pieņemta par normalsubstanci. Tas rada neērtības un tapēc ir meklēts vēl pēc citām dažādu gaismu atšķiršanas pazīmēm.

Kā jau teikts, gaismu varam domāt kā viļņus. Viņa rodas no tiem elektromagnetiskiem procesiem, kuŗi norisinās emitējošās vielas atoma iekšienē. Šiem procesiem ir periodiska daba, viņi ir līdzīgi elektromagnetiskam procesam elektriskā vibratorā (II, § 285.). Tapēc gaisma tiek emitēta ar noteiktu periodicitāti, resp. frekvenci. Šī frekvence paliek kā emitētās gaismas īpatnība visu laiku; tapēc arī to var jēmt kā gaismas monochromatisma pazīmi. Tā, piem., nupat minētās *Na* un *Li* gaismas ir raksturotas ar to, ka pirmās frekvence ir $\nu = 5,08 \cdot 10^{14}$, otrās $\nu = 4,48 \cdot 10^{14}$. Šie skaitļi ir pilnīgi neatkarīgi no apvidus, kuŗā gaisma izplatās; viņus nosaka tikai emitējošo atomu struktūras īpatnības (II, § 331.). Tapēc gaismas frekvence materiālā vielā ir tāda pat kā vakuumā.

Praksē frekvences vietā biežāki lieto viļņa garuma jēdzienu. Tāpat kā elastiskos, akustiskos un elektromagnetiskos viļņos arī atoma emitētie gaismas impulsi apkārtejā telpā sakārtojas noteiktā virknē tā, ka viņu izplatīšanās virzienā noteikta oscilācijas fāze vienmēr atkārtojas pēc viena un tā paša ceļa gabala λ . Šo ģeometrisko atstātumu starp divām vienādām viļņa fazēm tad sauc par viļņa garumu. Kā viegli saprast, gaismai viņš būs atkarīgs, tāpat kā elektromagnetisko viļņu gadījumā, vispirms no emitējošā atoma frekvences ν , resp. perioda T , un otrkārt no tā ātruma v , ar kādu gaisma domātā apvidū izplatās. Šie lielumi viens ar otru saistīti:

$$v = \frac{\lambda}{T}; \nu = \frac{1}{T},$$

jo λ galos esošās vienādās viļņa fāzes laika ziņā stāv perioda T attālumā viena no otras. Tā dotais viļņa garums, tāpat kā frekvence, var noderēt par monochromatiskās gaismas raksturīgo fizikālo pazīmi.

Tomēr te jauzsvē, ka frekvence ir īpatnejāks un tā sakot primārs gaismas raksturojums nekā viļņa garums, jo pie gaismas emisijas vispirms un papriekšu rodas pati vibrācija atoma iekšienē; gaismas vilnis, turpreti, ir tikai emitēto impulsu sakārtojuma sekas apkārtejā telpā, resp. apvidū. Var teikt, ka frekvence ir vairāk fizikāls, viļņa garums vairāk ģeometrisks jēdziens. Tapēc arī tagad arvien biežāki gaismas raksturojumam sāk lietot frekvences skaitļus.

Baltas gaismas definīcija ir grūta kā no fizikalā, tā arī fizioloģiskā viedokļa raugoties. Tiešam: par baltu mēs saucam gaismu, kas nāk kā no petrolejas lampas, gāzes liesmas, elektriskas kvellampas, tā arī no loka lampas un elektriskās dzirksteles. Bet uzmanīgāki aplūkojot redzam, ka tās tomēr nav vienādi baltas. Tāpat tas ir ar reflektētās gaismas «baltumu» — papīra, sniega, linu drēbes u. tml. reflektētās gaismas nav vienādi baltas. Ta iemeslis meklējams faktā, ka balta gaisma ir ne monochromatiska, bet gan dažādu monochromatisku gaismu maisījums. Atkarībā no tā, kādā samērā šīs gaismas ir sajauktas un kāda ir katras tās intensitāte, baltās gaismas «baltums» ir dažāds.

§ 354. **Krāsu dispersija. Spektrs.** Ka balta gaisma ir vairāku krāsainu gaismu komplekss, uz to norāda vispārpazīstamā parādība, ka ejot cauri stūrainiem caurspīdīgiem apvidiem, piem., stikla prizmai, viņa sadalās krāsainās gaismās, tā saucamās «varavīksnes krāsās». Baltās gaismas vietā no prizmas nāk ārā dažādi laužstas krāsainas gaismas: sarkana, oranža, dzeltena, zaļa, zila, violeta. Tapēc, ja prizmai preti nostādam baltu ekranu vai sienu, uz tās dabūjam ne vairs tikai gaišu un noliektu avota attēlu, bet krāsainus attēlus vienu aiz otra. Šo parādību sauc par krāsu dispersiju un dabūto krāsaino avota attēlu rindu par baltās gaismas spektru.

Baltās gaismas spektrā ir ne tikai uzskaitītās krāsas; tās ir galvenās. Starp viņām ir vēl ļoti daudzas pārejas krāsas, kapēc galvenās viena otrā pāriet ne lēcieniem, bet pakāpeniski. Vismazāk no kritošā baltā stara virziena ir novērsti sarkanie stari, visvairāk violetie. Tā tad sarkaniem stariem stikla prizmā ir mazāks, violetiem — lielāks refrakcijas koeficients. Pārejo, videjo staru koeficienti ir starp šiem. Šī krāsu secība ir raksturīga visām caurspīdīgām vielām spektra «redzamā» daļā. Saka, ka te dispersija ir normāla. Kā redzesim vēlāk, tanīs spektra rajonos, kuŗos dotais apvidus uzrāda absorpciju, dispersijas gaita, t. i. krāsu secība spektrā var būt cita. Tad runā par anomālo jeb selektīvo dispersiju.

Krāsu dispersiju stikla prizmā pirmais sistematiski ir pētījis Ņūtons. Savus pētījumu rezultātus viņš aprakstījis savā grāmatā «Optics», kuŗa kā viņa Kembridžas universitatē lasītās lekcijas iznāca 1728. gadā papriekšu angļu, tad latīņu valodā. Vispirms Ņutons te rāda, ka spektra krāsas ir elementāras, t. i. monochromatiskas gaismas, kuŗas tālāk vairs nav sadalāmas. Tā ja kādu no tām, piem., zilo, laiž uz otro prizmu, tad viņa gan prizmā lūzt, bet paliek nesadalīju-

sies. Nūtons dod arī dispersijas eksperimentam preteju eksperimentu: viņš rāda, ka sakopojot visas spektra krāsas vienā punktā, piem., ar divkārtizliektu lēcu, dabūjam atkal pilnīgi baltu gaismu. Šo eksperimentu var uzskatīt kā *experimentum crucis* hipotezei par baltās gaismas kompiceto dabu.

Spektrālo gaismu summešanos baltā gaismā var demonstret vēl sekošā kārtā: uz apaļas papes vaj cita materiala ripas sazīmē vaj uzlīmē vienu aiz otra, t. i. spektrālo krāsu kārtībā krāsainus sektorus spektra krāsās («Nūtona ripa»). Ja šādu ripu asi griež ap viņas asi, novērotajam viņa izliekas ne vairs krāsaina, bet gandrīz balta. Pie maziem griešanās ātrumiem krāsainums vēl nomanams. Tas, acimredzot, izskaidrojams ar to, ka ripu griežot atsevišķo sektoru krāsu iespaidi nonāk mūsu aci viens pēc otra ar ļoti maziem starpbrīžiem. Tā kā mūsu acij ir īpašība uzņemto iespaidu piepaturēt apm. 0,1 *sec*, tad nākošo sektoru iespaids nonāk aci tad, kad iepriekšējo sektoru iespaids vēl nav izzudis un tapēc šie krāsainie iespaidi summedamies dod baltas gaismas iespaidu. Gan saprotams, ka gluži balta šāda gaisma nebūs, jo uzzimet uz ripas pilnīgi dabisku spektru ir grūti. Tapēc gaisma būs gan tikai ļoti tuva baltai.

Spektralās krāsas ir elementaras, t. i. tālāk vairs nesadalamas. Pag. § terminoloģijā tas nozīmē, ka katrai no viņām ir savs viļņa garums λ . Visgaņākais vilnis ir sarkanai gaismai, visīsākais violetai. Tapēc varam arī teikt, ka stariem ar lielu viļņa garumu ir maza laužamība, stariem ar īsu vilni ir liela laužamība. Bet te gan jāpiezīmē, ka lai varētu spriest, vaj dotās krāsas spektralā gaisma tiešām ir pilnīgi monochromatiska, t. i. tikai ar vienu viļņa garumu, ar vienu vien prizmu nepietiek. Kā redzesim vēlāk, te vajadzīgi instrumenti ar lielaku optisku spēju (§ 367.).

Krāsu dispersijas iemeslis ir tas, ka katram viļņa garumam, resp. katrai monochromatiskai gaismai ir savs izplatīšanās ātrums dotā vielā. Tas savukārt nozīmē, ka katra gaisma šinī vielā sastop savu pretestību: īsie viļņi lielaku, garie mazaku. Šai parādībai analogiska ir parādība, kas novērojama šaujot ar skrotim: jo āsāki skrien skrotis, jo vairāk visas viņas saiet mērķi, jo tad relatīvi daudz mazāks ir gaisa berzes un to citu faktoru iespaids, kas cenšas skrotis no viņu taisnā ceļa novērst. Vājā šāvienā skrotis ātri zaudē savu jau tā mazo ātrumu un nokļūst no taisnā ceļa mērķi nesasniedzušas. Tā tad gaļos (sarkanos) viļņus varetu pielīdzināt āšām skrotim, īsos (violetos) lēnām skrotim: pirmie novērsās mazāk, otrie vairāk.

Kā jau mitets pag. §, baltas gaismas nokrāsu nosaka ne tik daudz spektrālais sastāvs pēc viļņu garumiem, cik dažādo viņas monochromatisko komponentu *i n t e n s i t a t e s*. Ja intensīvāka ir spektra sarkanā daļa, dotā gaisma ir ar sarkanāku nokrāsu. Ja, turpreti, pārsvarā ir zilie, resp. violetie stari, gaisma ir «baltaka». Sarkanā spektra daļa dominē zemas temperatūras, resp. mazas enerģijas gaismas avotos. Tapēc cieti ķermeņi savas kvēlošanas sākumā dod sarkanāku, resp. dzeltenāku gaismu. Jo augstāki ceļas temperatūra, jo gaisma kļūst spožāka un baltāka. Loka lampā un elektriskā (kondensētā) dzirkstelē, kur temperatūra ir ļoti augsta, t. i. kur emisijas procesā dalību jemošā enerģija ir ļoti liela, gaisma ir ļoti balta un bagāta ar violetiem stariem. § 382. būs rādīts, ka tas tā ir vienmēr: jo lielāka kļūst emisijas ievadišanai pielietotā enerģija, jo vairāk spektra intensitātes maksimums pārvietojas uz īsākiem viļņu spektra galu.

§ 355. **Linijspektri. Emisijas un absorpcijas spektri.** Balta gaisma spektrālā ziņā ir visbagātākā. Viņas spektrā ir ļoti (bezglīgi) daudz monochromatisku gaismu, kuŗas viena otrai blakus guldami rada nepārtrauktu pāreju no vienas galvenās krāsas uz otru. Tapēc baltas gaismas spektru sauc par *n e p ā r t r a u k t u* jeb *v i e n l a i d u s s p e k t r u*. Tādu parasti dod sakarseti cieti un šķidri ķermeņi (ogle loka lampā, izkauseta dzelzs, saule).

Kā pretstats vienlaidus spektriem ir *l i n i j s p e k t r i*. Viņos ir reprezentēti tikai daži, parasti nedaudzi viļņu garumi. Ja kā gaismas avotu jem šauru apgaismotu spraugu, («liniju»), kā to arī parasti dara, tad šie nedaudzie viļņu garumi spektrā dod attiecīgi krāsotas šauras, tuvāki vaj tālāku vienu no otras stāvošas «linijas». Starp «linijām» nekādas gaismas nav. Tā šie spektri ir *p ā r t r a u k t i* (ar pārtraukumiem) spektri un tānī pašā laikā arī *l i n i j s p e k t r i*.

Linijspektrus dod sakarseti (metālu) tvaiki un gāzes pie ļoti augstas temperatūras. Tā, piem., *B u n s e n ' a* liesma, kuŗā uz tīras platīna drāts ielikts *N a* vaj kāda viņas sāls, dod dzeltenu gaismu. Šī dzeltenā gaisma, cauri šaurai spraugai uz prizmu izlaista, dod «spektru», kuŗā ir tikai viena linija — dzeltenā, t. i. tur, kur saules spektrā atrodas dzeltenā gaisma. Tapēc var teikt, ka *N a* spektrs ir linijspektrs ar vienu dzeltenu liniju. Tāpat arī elektriski ierosināti tvaiki un gāzes, piem., retinātā telpā, kuŗā notiek elektriskā izlādešanās (II, § 313.) dod linijspektrus. Gaisma, kas nāk no retinātas ūdeņraža telpas, kad tai laiž cauri augsta sprauguma strāvu, dod

spektru ar vairakām linijām, no kuŗām galvenās (visspilgtakās) ir piecas. Tāpat tas arī ir citu tvaiku un gazu gadījumā. Zīm. 73. rāda dažu vielu doto linijspektru reprodukcijas*).

Katrai elementarvielai ir savs noteikts linijspektrs — kā liniju skaita, tā—galvenais—liniju atrašanās vietu ziņā. Tā, piem., nupat minētā *Na* dzeltenā linija ir vienmēr vienā un tanī pašā vietā, kāds natrijs un no kurienes arī viņš nebūtu jemts. Linijspektrs ir vielas īpatnība — katrai vielai ir savs linijspektrs. No zīm. 73. tas jo spilgti redzams. To jau 1860. g. izlietoja Kirchhoff's un Bunsen's, nodibinādami tā saukto vielas spektrālanalīzi. Par to būs runa arī vēlāk.

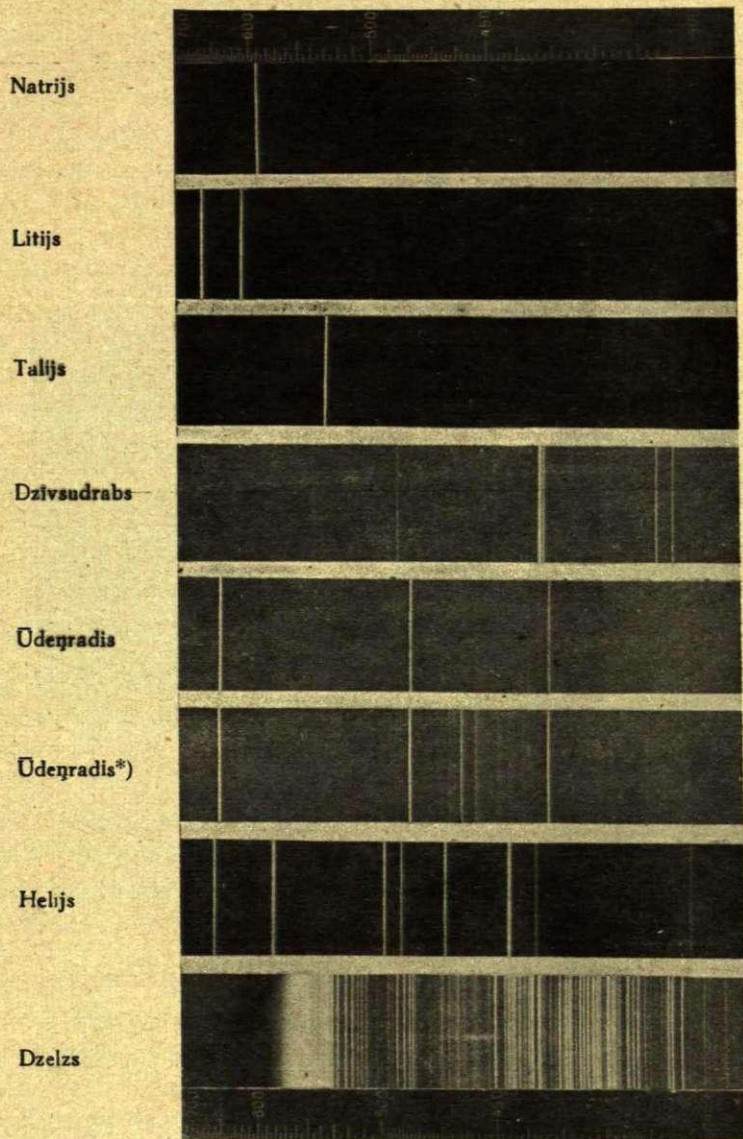
Spektra «linija» patiesībā ir šaurs spektra intervāls, rajons starp diviem viļņu garumiem λ_1 un λ_2 . Tā tad plata linija nozīmē vairāku viļņu garumu, resp. frekvenču kompleksu. Jo šaurāka ir linija, jo mazāku viļņa skaitu viņa reprezentē. Tapēc ļoti šauru liniju varam uzskatīt kā viena paša viļņa garuma dotu. Tas tad nozīmē, ka gaismu emitejošam mehanismam atomā ir viena pati frekvence.

Sacītais dod jēdzienu par baltas gaismas dabu: balta gaisma ir ļoti daudzu monochromatisku gaismu summa un baltas gaismas spektrs — spektrs ar bezgalīgi daudzām, tuvu viena otrai pieguļošām linijām. Ja noteiktas frekvences, resp. noteiktas linijas emisija reprezentē noteiktu notikumu vielas atomā, tad varam teikt, ka sakarsetu tvaiku un gazu gadījumā šo notikumu dažādība nav liela, kurpretī cietu un šķidru vielu gadījumā, kuŗas dod vienlaidus spektrus, ta ir ļoti liela. Kā redzesim vēlāk, linijspektru gadījumā gaismu emitē brīvi atomi, viens otru neiespaidojot; vienlaidus-spektriem rodoties emisijas notikumus nosaka ne tikai atoma iekšējā struktūra, bet arī pašas emitejošās vielas struktūra.

Vidū starp vienlaidus- un linijspektriem stāv tā sauktie joslu spektri. Ari viņi ir pārtraukti spektri, bet gaisma viņos ir koncentrēta nevis šauros rajonos—linijās, bet šaurākās vaj platakās joslās. Spēcīgākos aparatos (ar lielāku dispersiju) šīs joslas gan izrādas no ļoti liela liniju daudzuma saliktas.

Aprakstītie spektri ir emisijas spektri. Viņi reprezentē tās gaismas frekvences, kuŗas viela (gaismas avots) tanī brīdī tiešām emitē. Viņi ir emisijas procesa rezultāts.

*) Par šo un tāpat arī nakošo spektru rūpīgo uzņemšanu izsaku savu patecību I. Fridriķsona kġm. Par labākām platem šim nolūkam izrādījās Lumiġra „Chroma RV“



Zīm. 73.

Dažu metālu tvaiku un gāzu emisijas spektri
 Augšā un apakšā pieliktās skalas ir milimikronos ($\mu\mu$) iedalītas.

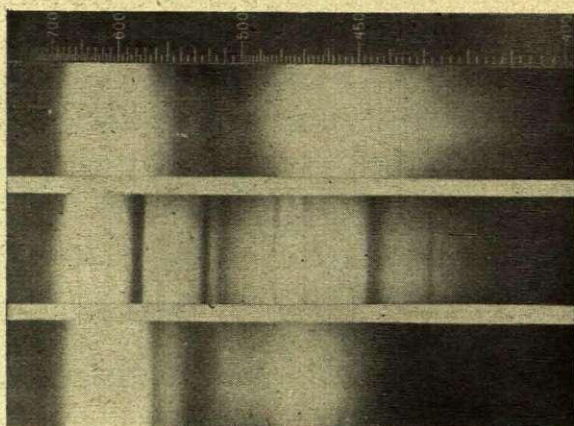
*) Šo spektru ūdeņradim ir bijuši piemaisījumi, tapēc arī svešas līnijas.
 Domājams, ka piemaisījums ir skābeklis.

To sikaki apskatīsim vienā no nākošiem nodalījumiem (§ 380. u. nāk.). Te atzīmesim, ka arī absorpcija var būt kā vienlaidus — nepārtraukta, tā arī atsevišķu frekvenču — līniju absorpcija. Ir vielas, kuŗas absorbē visu spektra redzamās daļas gaismu — tās ir neaur-spīdīgās vielas. Ir arī tādas, kas absorbē visu spektru, izņemot kādu noteiktu daļu — plātaku vaj šauraku joslu. Tā, piem., krāsaini stikli: sarkans stikls laiž cauri tikai spektra sarkano galu, pārejo absorbējot, zils stikls atkal zilo etc. Skaidribas labā gan te jāpiezīmē, ka pats stikls gaismu neaiztur: to dara tās krāsvielas (parasti

Kalija hiper-
manganāts

Didīms

Hemoglobīns



Zīm. 74.

Absorpcijas spektri.

dažādu metālu oksīdi), kas krāsainiem stikliem ir piejauktas. Tāpat tikai dažas spektra daļas cauri laiž dažī krāsaini šķidrūmi. Bet ir vielas, kuŗas absorbē tikai dažas frekvences — atsevišķas līnijas. Un nu raksturīgs ir tas, ka kāda viela absorbē taisni tās līnijas, kuŗas viņa tanīs pašos apstākļos emitētu. Tā, piem., *Na*-tvaiki Bunzena liesmā absorbē taisni dzeltēno *Na*-līniju. Tapēc balta gaisma, cauri *Na*-liesmai izgājusi, dod spektru, kuŗā trūkst dzeltenās līnijas — tanī vietā spektrā ir šaura tumša (melna) līnija. Šis spektrs tad ir *Na* absorpcijas spektrs.

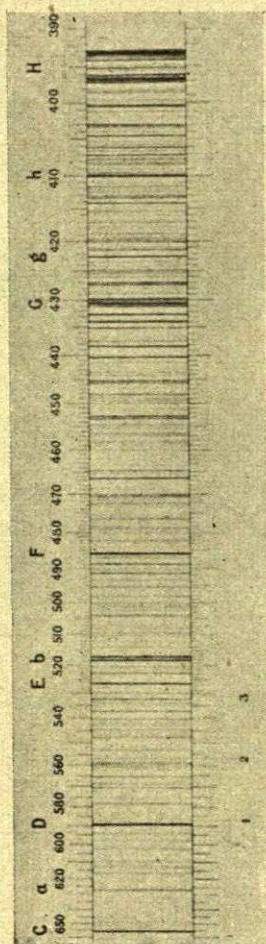
Absorpcijas spektrs ir vielai tikpat raksturīgs kā emisijas spektrs. Tapēc arī viņš var noderēt spektrānālizē. Zīm. 74. redzami dažu vielu absorpcijas spektri.

Arī saules spektrs ir absorpcijas spektrs. Kā zīm. 75. redzams, pa visu saules spektra gaŗumu izkaisītas tumšas līnijas. Tās ir absorpcijas līnijas. Viņas radušās noteiktām gaismas frekvencēm saules sakarseto gāzu un tvaiku atmosferā absorbējoties. Saules spektrā, starp citu, nav arī dzeltenās *Na*-līnijas. Tas nozīmē, ka

saules atmosfērā ir arī absorbejošie *Na*-tvaiki. Absorpcijas līnijas saules spektrā pirmais pētītājs *J. Fraunhofer's*, kāpēc viņas arī sauc par *Fraunhofer* līnijām. No sākuma, kad novēroto līniju skaits nebija vēl liels un kad viļņa garuma jēdziens spektroskopijā nebija tik stipri ieviesies kā tagad, līnijas apzīmēja ar alfabeta burtiem *A, B, C* u. t. t., sākot ar spektra sarkano galu. Dzeltenai līnijai iekrita burts *D*. Tapēc arī tagad bieži vien sastopams nosaukums: «dzeltenā *D*-līnija». Kad vēlāki izrādījās, ka šī līnija patiesībā ir dublets, viņas komponentes nosauca ar *D*₁ un *D*₂. Tagad absorpcijas līniju saules spektrā ir konstatēti līdz 10000; tapēc saprotams, ka viņas ar burtiem nav vairs iespējams apzīmēt. Vienīgais līdzeklis viņas vienu no otras atšķirt — dot viņu attiecīgos viļņu garumus.

Viļņa garuma dabiskā mēra vienība ir *cm*. Tānī dzeltenai *Na*-līnijai $\lambda = 5,8 \cdot 10^{-5}$ *cm*. Dažreiz *cm* vietā lieto milimetru un mikronu (μ), resp. milimikronu ($\mu\mu$). Tad $\lambda_D = 0,58 \mu\mu$. Tomēr modernā spektroskopijā daudz vairāk lieto jaunu vienību — proti 10^{-8} *cm*, kas zviedru astrofiziķim *Angström*'am par godu nosaukta par «angstremu», ar apzīmējumu *A*. Tā tad $1 A = 10^{-8}$ *cm*. Šinīs vienībās *Na*-līnijas videjais viļņa garums ir $\lambda = 5893 A$, resp. viņas dubleta komponentu *D*₁ un *D*₂ viļņu garumi $\lambda_1 = 5890 A$ un $\lambda_2 = 5896 A$. Tapēc arī mēs tālākos §§ viļņu garumus mērosim angstremos, jo tad parastiem gadījumiem visi viļņu garumi var tikt izteikti veselos skaitļos.

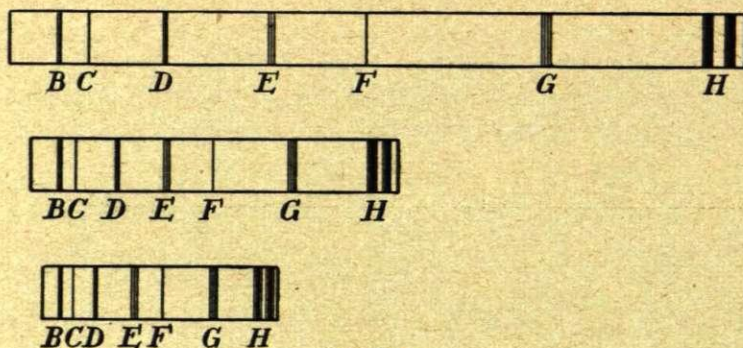
Vēl atzīmējams, ka absorpcijas spektri parasti ir arī līnijām bagātāki nekā emisijas spektri. Tā, piem., ūdeņraža absorpcijas spektrā ir pāri par 30 līnijām — ja analizē, piem., kādas zvaigznes gaismu, kurpretī emisijas spektrā līnijas ir novērojamas mazākā skaitā. Tas vedams sakarā ar to, ka laboratorijās lietotie līdzekļi spektra dabūšanai ne vienmēr ir pietiekoši spēcīgi. Šinī ziņā



Zīm. 75.
Saules spektrs.

apstākļi uz saules vaj kādas zvaigznes var būt daudz izdevīgāki. Absorpcijas mehānisms, turpreti, vielā var iedarboties vienmēr.

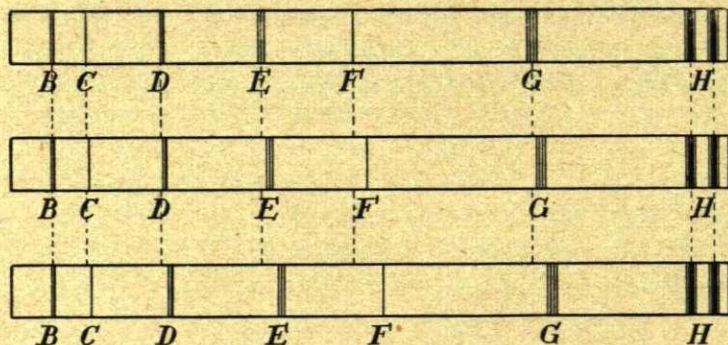
§ 356. Dispersijas lielums. Achromatismas. Ar vārdu «dispersija» parasti apzīmē baltas vaj vispāri komplicētas gaismas sadalīšanos krāsās, resp. monochromatiskās gaismās. Bet spektroskopijā tam ir arī vēl šaurāka nozīme, proti, ar to apzīmē kādas vielas, resp. no šīs vielas taisītas prizmas īpašību vaj spēju dotu spektru izstiept gaŗaku vaj īsaku. Šī spēja katram materialam ir sava. Tas redzams



Zīm. 76.

Dažādas dispersijas.

no zīm. 76., kur viens virs otra schematiski sazīmēti triju materialu flintglasa, kronglasa un ūdens dotie saules spektri, pie kam visām trim prizmam refrakcijas leņķis φ ir viens un tas pats. No tā redzams,



Zīm. 77.

Relatīvā dispersija.

ka flintglasa spektrs ir gaŗaks kā pārejiem materialiem; viņā mājās Fraunhoferas linijas B un H ir tālu viena no otras.

Interesantu bildi iegūstam, ja visus trīs spektrus izstiepj vienadi gaŗus un tad saliek vienu virs otra (zīm. 77.). Tas panākams novie-

tojt attiecīgos attālumos no prizmas to ekranu, uz kuŗa spektru uzķeram. Tad redzam, ka dažados materialos dažādās spektra daļas ir izstieptas dažādi: flinta prizmas spektrā izstiepts ir violetais, ūdens prizmas spektrā, turpreti, sarkanais spektra gals, jo pirmā liels ir atstātums starp *G* un *H*, otrā — atstātums starp *B* un *D*. Lie-lums *B — D* ir jo ševišķi ievērojams, ja jem vērā ūdens spektra isumu.

Liela dispersija raksturo lielu laužamību attiecīgiem viļņiem. Par viņas mēru var jemt kaut kuŗu divu Fraunhofera liniju atstātumu diferenci spektrā, kas ir tas pats, kas šim divam linijam atbilstošo refrakcijas koeficientu diference. Visbiežaki kāda materiala disper-siju mēro ar ta totalo dispersiju, kuŗu izteic ar abu liniju *A* un *H*, resp. refrakcijas koeficientu μ_H un μ_A diferenci

$$\mu_H - \mu_A.$$

Kā bija rādīts § 342., asa leņķa prizmas gadījumā minimalā deviācija δ ir dota ar

$$\delta = (\mu - 1) \varphi,$$

ja φ ir refrakcijas leņķis. Rakstot to abiem stariem *A* un *H*, dabu-jam diferenci

$$\delta_H - \delta_A = (\mu_H - \mu_A) \varphi,$$

kuŗa dod attiecīgā materiala dispersijas lielumu, resp. spektra garumu. Nākošā tabelē ierakstīti dažu vielu prizmu dispersiju lielumi:

H_2O	0,014 φ
Kronglass	0,023 „
Flintglass	0,036 „
CS_2	0,092 „

Atzīmejams, ka CS_2 totalā dispersija ir ap 6 reizes lielaka kā ūdenim.

Par dispersijas spēju jeb relatīvo disper-siju sauc lielumu

$$\frac{\mu_F - \mu_C}{\mu_D - 1},$$

kur μ_D ir *Na*-linijas resp. Fraunhofera *D*-linijas refrakcijas koefi-cients. *D*-linija šīnī definīcijā ir jemta pamatā tapēc, ka viņa iejem apmēram videjo vietu spektrā un ir jo sevišķi spilgta. Tā definetais

lielums parasti ir mazs daļu skaitlis, tapēc uz $A b b \acute{e}$ priekšlikumu viņa vietā kādas vielas dispersijas raksturojumam lieto preteju lielumu

$$\nu = \frac{\mu_D - 1}{\mu_F - \mu_C}.$$

Jo lielaks ir ν , jo mazaka ir dispersija, un otrādi; ν parasti ir starp 10 un 100. Sek. tabele dod ν -vērtības flinta un krona stikliem un ūdenim:

	μ_D	$\mu_F - \mu_C$	$\nu = \frac{\mu_D - 1}{\mu_F - \mu_C}$
Flintglass	1,9625	0,04877	19,7
Ūdens	1,3330	0,0060	55,5
Kronglass	1,5159	0,00737	70,0

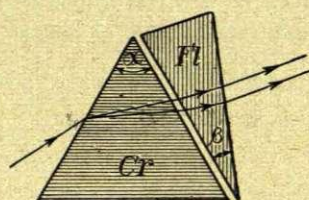
Sacītā illustrešanai apskatīsim sekošo piemēru. Praksē dažreiz ir vajadzība pēc prizmas, kuŗa parasto balto gaismu gan lauŗ, resp. noliec, bet krāsās nesadala. No viena paŗa materiala šādu prizmu, saprotams, iztaisīt nevar; te jakombinē divu dažādu materialu prizmas. Šādu kombināciju tad sauc par **achromatisku prizmu**. Zīm. 78. ar *Cr* ir apzīmēta kronglasa prizma, ar *Fl* flintglasas prizma.

Pirmās refrakcijas leņķis ir α , otrās β . Tad pirmās dispersija ir 0,023 α , otrās 0,036 β . Ja prizmas ir nostādītas kā zīmējumā rādīts, tad lai otrā varetu kompensēt pirmās dispersiju, jābūt

$$0,023 \alpha = 0,036 \beta,$$

t. i.

$$\alpha = \frac{0,036}{0,023} \beta = 1,56 \beta.$$



Zīm. 78
Achromatiskā prizma.

Pie šāda leņķu α un β samēra saliktā prizma būs bez dispersijas — tā tad achromatiskā. Viņas refrakciju nosaka vidējā (dzeltenā) stara noliekšanās, kas tā aprēķināma. Ja kronglasa prizmā

$$\delta = (\mu_D - 1) \alpha$$

un flinta prizmā

$$\delta' = (\mu_D' - 1) \beta = 1,56 (\mu_D' - 1) \alpha,$$

tad liekot $\mu_D = 1,516$ un $\mu_D' = 1,962$, dabūjam

$$\Delta = \delta' - \delta = 1,56 \cdot 0,446 \alpha = 0,695 \alpha.$$

Par šo achromatisko prizmu prakses vajadzībam svarīgāka ir otra kombinācija, kurā baltas gaismas stars gan savās elementārkrāsās sadalās, bet no agrākā virziena nenovēršas, pareizāki: kurā dzeltenais stars paliek agrākā virzienā. Šādu kombinētu prizmu viņas atradeja vārdā sauc par *A m i c i* prizmu jeb *t a i s n ā s k a t a p r i z m u* (à vision directe). Viņa ir ļoti ērta un parocīga, jo spektralos aparatos dod lielu vietas, resp. telpas ietaupījumu. Ari viņa taisīta no divu materiālu prizmam, parasti no flinta un krona. Ja dzeltenajam staram jāpaliek agrākā virzienā, tad jābūt

$$(\mu_D - 1) \alpha = (\mu_{D'} - 1) \beta,$$

t. i.

$$0,587 \alpha = 0,534 \beta$$

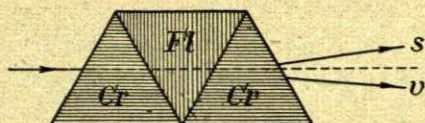
Ja, piem.,

$$\beta = 60^\circ,$$

α jābūt ap 55° . Var likt arī

$\alpha = \beta$, bet attiecīgi kombinēt μ_D un $\mu_{D'}$.

Parasti *A m i c i* prizmas taisa no 3 prizmam kā rādīts zīm. 79.; lieto arī 5 prizmu kombinācijas: 3 krona un 2 flinta.



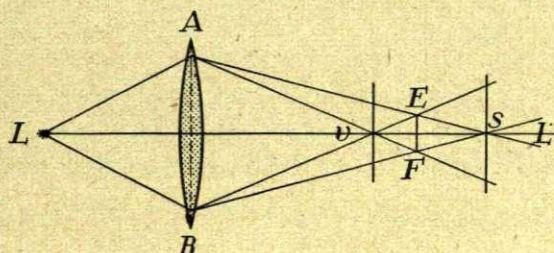
Zīm. 79.

Taisna skata prizma.

§ 357. Chromatiskā aberācija. Achromatiskas lēcas.

Chromatiskās aberācijas cēlonis ir krāsu dispersija. Viņa novērojama

lēcās un citos vienkāršos optiskos instrumentos. Domāsim zīm. 80. *AB* kā bezgalīgi plānu lēcu, *L* — baltas gaismas avotu; *LL* ir optiskā ass. Tā kā dažādu krāsu stariem lēcā ir dažādi refrakcijas koeficienti, tad arī katra krāsa uz optiskās ass dos savu



Zīm. 80.

Chromatiskā aberācija.

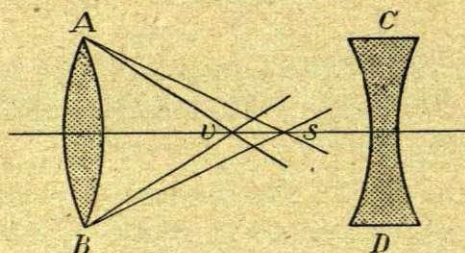
avota attēlu: sarkanie punktā *s* — no lēcas tālak, violetie punktā *v* — lēcai tuvāki; pārējo krāsu degpunktus būs starp šiem, pie kam dzeltenais būs apm. vidū starp viņiem. Ja pie *v* noliksīm ekranu, uz viņa dabūsīm ne vairs baltu un punktveidīgu gaismas avota *L* attēlu, bet krāsainu un ripasveidīgu, pie kam ripas centrs būs violetā, bet perifērija sarkanā krāsā. Ja ekranu noliksīm pie *s*, ripa būs sarkana centrā un violeta perifērijā. Tā viena attēla vietā dabūsīm ar attēliem piepildītu veselu telpu *vEsF*; līdz ar to objekta *L*

attēls bus sakropļots un neskaids. Ta mērs būs vs un EF . vs mēro gaŗuma aberaciju, EF — šķērsaberaciju. Ši aberacija kā nepatikams trauceklis jo sevišķi sajūtama mikroskopos. Tapēc ir mēģināts atrast līdzekļus kā viņu novērst.

Ar šo problemu daudz nodarbojies arī Ņutons. Bet turedamies pie ieskata, ka dispersija vienmēr ir refrakcijai proporcionāla, viņš nāca pie nepareiza slēdziena, ka chromatiskā aberacija ir nenovēršama, tā tad achromatiskā lēca neiespējama. Tagad mēs zinām, ka tā tas nav, un mūsu visos labajos optiskos instrumentos tagad šis trūkums ir novērsts.

No pirmā acu uzmetiena varetum nākt pie slēdziena, ka kuŗa katra, vienādi ieliekta un izliekta lēca kombinācija būs achromatiskā. Tiešām, ja zīm. 81. izliektā lēca AB dod aberaciju ar gaŗumu

vs , tad ieliektā lēca CD , ar tādu pat radiusu kā AB , dos aberāciju sv , pirmāi preti vērstu, kāpēc visai sistēmai vajadzētu būt achromatiskai. Bet tad viņa nedotu arī nekādu refrakciju, t. i. viņa būtu kā planparalēla plate. Tapēc abu lēcu radiusi nevar būt vienādi; bet tad arī lēcu materiāliem jābūt ar dažādiem refrakcijas koeficientiem.



Zīm. 81.

Te problems ir tāds pat kā prizmas achromatizēšanas gadījumā. Tapēc arī te varam jemt vienu flinta, otru krona lēcu. Bet gan jāatzīmē, ka tā rikodamies varam dabūt kombinācijas, kas būs achromatiskas tikai nelielam staru skaitam, piem., sarkanam un violetam.

Achromatiskas lēcas aprēķins tad ir šāds. Apzīmesim ar f_s , f_D , f_v pirmās lēcas fokālās distancas sarkanam, dzeltenam (viņdejam) un violetam staram, ar μ_s , μ_D un μ_v šo staru refrakcijas koeficientus un ar r_1 un r_2 pirmās lēcas radiusus. Ar šiem pašiem burtiem, tikai ar komatiem augšā, apzīmesim otrās lēcas attiecīgos lielumus. Tad

$$\frac{1}{f_s} = (\mu_s - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

$$\frac{1}{f_s'} = (\mu_s' - 1) \left(\frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_2'} \right).$$

Ja F_s ir abu lēcu kombinācijas fokālā distance sarkanajam staram; tad, kā rādīts § 348.,

$$\frac{1}{F_s} = \frac{1}{f_s} + \frac{1}{f_s'}.$$

t. i.

$$\frac{1}{F_s} = (\mu_s - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + (\mu_s' - 1) \left(\frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_2'} \right).$$

Tāpat arī violetajam staram

$$\frac{1}{F_v} = (\mu_v - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + (\mu_v' - 1) \left(\frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_2'} \right).$$

Ja sistamai jābūt achromatiskai, tad vajadzīgs $F_s = F_v$. Tas dod

$$(\mu_v - \mu_s) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + (\mu_v' - \mu_s') \left(\frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_2'} \right) = 0.$$

Dzeltenajam, resp. videjam staram, liekot visur indeksu D , varam rakstīt

$$\frac{1}{f_D} = (\mu_D - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \text{ un } \frac{1}{f_D'} = (\mu_D' - 1) \left(\frac{1}{r_1'} - \frac{1}{r_2'} \right).$$

Kombinējot to ar augšējo vienādību, dabūjam:

$$\frac{\mu_v - \mu_s}{f_D (\mu_D - 1)} + \frac{\mu_v' - \mu_s'}{f_D' (\mu_D' - 1)} = 0.$$

$$\delta = \frac{\mu_v - \mu_s}{\mu_D - 1} \text{ un } \delta' = \frac{\mu_v' - \mu_s'}{\mu_D' - 1} \text{ ir pirmās un otrās lēcas}$$

dispersijas spējas; tapēc

$$\frac{\delta}{f_D} + \frac{\delta'}{f_D'} = 0,$$

t. i.

$$\frac{f_D'}{f_D} = - \frac{\delta'}{\delta}.$$

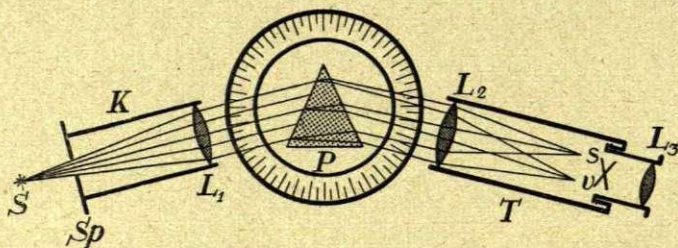
No ta redzams, ka divu lēcu kombinācija var būt achromatiska tikai tad, ja viena no tām ir ieliekta un otra izliekta; bez tam šo lēcu fokālo distanču attiecībai jābūt tādai pat, kāda ir abu lēcu materiālu dispersiju spēju attiecība.

Divu lēcu kombinācija ir achromatiska tikai diviem stariem, kā nupat apskatītā gadījumā sarkanam un violetam. Pārejo staru krāsainums tomēr paliek. Šo pārpalikušo krāsainumu mikroskopijā sauc par «sekundāro spektru». Viņa novēršanai jālieto vairāku lēcu

kombinācija; laba mikroskopa objektīvs tapēc ir taisits no vairakām lēcām. Te jāpiezīmē, ka arī divu prizmu kombinācija var būt achromatizeta tikai diviem stariem; pārējie tāpat dod «sekundāro spektru».

§ 358. **Spektrālie aparāti.** Spektrālos aparātus lieto spektru dabūšanai un viļņu garumu mērošanai. Viņus var iedalīt 3 grupās: prizmas aparāti, režģa aparāti un interferometri. Šini § runāsim tikai par pirmā tipa aparātiem. Par pēdējiem būs runa vēlāk (§§ 364. un 368.).

Katra prizmas spektrālā aparāta galvenā daļa ir *p r i z m a*, parasti no stikla taisita. Zināmos gadījumos viņa ir no kvarca vai fluorīta. Prizma novietota uz apaļa galdiņa, kas var griezties ap vertikālu asi (zīm. 82.). Nākošā daļa ir *k o l i m a t o r s K* — metāla tubusā montēta dubultizliekta lēca L_1 , kuŗas fokusā atrodas asu metāla šķautņu sprauga *Sp*. Spraugu ar mikrometra skrūvi var regulēt šaurāku vai plātāku. Šai spraugai preti stāv jemtāis gaismas avots *S*; bet tā kā viņa ir lēcas L_1 fokusā, tad staru gaita spektrālā aparātā ir tāda, itkā pati sprauga būtu un tikai vienīgais gaismas avots. Tad no lēcas L_1 uz prizmu krīt paralelu staru kūlis, kas sadalās savās komponentēs — krāsainos kūļos. Šie pēdējie iekļūst aparāta trešā daļā — *t e l e s k o p ā T*, kuŗa objektīvs L_2 dod mazu reālu spektru *sv*. Šo pēdējo apskata ar okulāru L_3 un redz

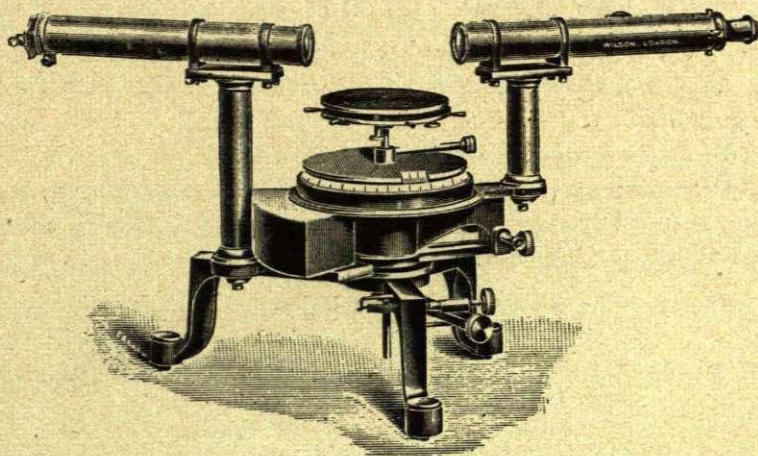


Zīm. 82.

Spektrometra schema.

kā šķietamu un palielinātu. Spektrs *sv* ir spraugas *Sp* krāsaino attēlu rinda objektīva L_2 fokālā plāksnē. Lai spektrā varetu orientēties, piem., fikset noteiktas tā vietas vai līnijas redzes laukā, teleskopā ievilkts diegu (zirnekļa pavedienu) krusts. Kolimatoris ir nostiprināts nekustami, teleskops, turpreti, var griezties ap to pašu vertikālo asi, ap kuŗu griežas prizmas galdiņš. Kā ar galdiņu, tā teleskopu kopā griežas grādos un to daļās iedalīta rīpa; tā katru — kā galdiņu, tā teleskopa patreizējo stāvokli pret kolimatoru, resp. pret agrāko stāvokli un vienam pret otru var izteikt ar noteiktu grādu skaitu.

Šāds instruments var noderēt kā spektrometrs, jo ar viņu katras spektrālas līnijas viļņa garumu var izmērīt (sk. nāk. §). Viņu var lietot arī kā spektroskopu — spektra kvalitatīvai pētīšanai. Zīm. 83. rāda laboratorijās parasti lietotu spektrometra tipu.



Zīm. 83.
Spektrometrs.

Spektru pētot no svara ir viņu dabūt tīru, platu un intensīvu. Spektrs ir tīrs, ja atsevišķās krāsas viņā neklājas viena otrai pāri. Tas var notikt, ja gaismas avots ir plats, jo spektrs, kā jau teikts, nav nekas cits kā spraugas, t. i. gaismas avota attēlu rinda. Tapēc tīra spektra dabūšanai sprauga jāiem šaura un paralela prizmas šķautnei. Ar šauru spraugu dabūts vienlaidus-spektrs ir ar skaidram krāsam, līnīspektrs ar asām un labi atdalītām līnijām. Bet saprotams, ka spektra tīriba ir dabujama uz viņa intensitātes rēķina, jo sašaurinot spraugu mēs samazinām spektrometrā ienākošās gaismas intensitāti. Tapēc, ja arī pats gaismas deveys *S* ir vājš, jāpurē spektra tīriba un sprauga jātaisā plata.

Spektra platumu, resp. garumu noteic jemtās prizmas dispersija. Lai viņu dabūtu jo lielu, var lietot vairakas prizmas — vienu aiz otras. Dažreiz šādas prizmas ir sacementetas kopā kā kompou n d-prizma.

Spektrometra uzstādīšanā jemams vērā sekošais. Vispirms spektrometra galdiņš jānostāda (ar 3 skrūvēm) tā, lai prizmas šķautne būtu cik spējams galdiņa vertikālā rotācijas asī un lai sprauga būtu || šai šķautnei. Teleskops nofokusējams uz ∞ , kas panākams viņu

no aparata izņemot un fokusejot uz kādu ļoti tālu priekšmetu. Jarūpejas, lai diegu krusts būtu labi asi redzams. Pēc tam janostāda teleskops preti kolimatoram tā, lai sprauga būtu taisni diegu krusta vidū. Izvelkot vaj sācinot kolimatora tubusu, spraugas, resp. spektralo liniju attēlu diegu plāksnē var dabūt diezgan šķaidru.

Doto spektrometru var iepriekš kalibrēt, t. i. jēmot kādas spektrālas, piem., Fraunhoferas linijas ar zināmiem viļņu garumiem, var reizi pa visām reizēm noteikt, pie kāda prizmas un teleskopa stāvokļa katra linija ir redzama diegu krustā. Šo liniju viļņu garumus kā ordinātas un stāvokli grados kā abscisas zīmējot, var dabūt grafiku, no kuŗas var katram novērotam leņķim preti stāvošu nezināmu viļņa garumu izrēķināt.

Viļņu garumu mērojot var rīkoties arī citādi: pēc § 342. aprakstītās metodes var atrast pētamā viļņa refrakcijas koeficientu un tad no jau iepriekš zināmās jemtās prizmas dispersijas liknes (skat. nāk. §) atrast attiecīgo λ .

Bieži ir vajadzīgs spektrus fotografēt. Tad teleskopu pārveido fotokamerā, tā no spektrometra iztaisot spektrografu. Spektru fotografēšana ir noderīga arī tur, kur spektra intensitāte ir vāja; jēmot ilgu ekspozīciju, uz fotoplates var dabūt pietiekoši intensīvus spektra attēlus. Saprotams, ka uz parastām fotoplatēm spektrs būs ne vairs krāsains. (sk. § 368.).

Ļoti izplatīti ir spektroskopī ar taisna skata prizmam, jo viņi ir ērti un parocīgi. Šķidrums dispersiju pētīt lieto no stikla plātem sacementētas prizmas.

§ 359. Normalā un „anomalā“ dispersija. Dispersijas cēlonis meklejams tanī faktā, ka katram viļņa garumam dotā vielā ir savs izplatīšanās ātrums. Bet tas ir tas pats, ka katram viļņa garumam ir savs refrakcijas koeficients. Tapēc dispersijas gaita kādā vielā ir ietverta funkcijā

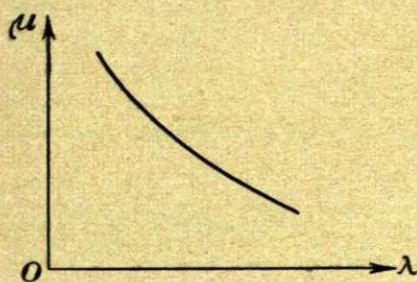
$$\mu = f(\lambda).$$

Šī funkcija ir viena no vissvarīgākām fizikā. Redzamā spektra daļā un caurspidīgās vielās, piem., stiklā, ūdenī, kvarcā sakars starp μ un λ ir tāds, ka gaŗakam vilnim preti stāv mazāks refrakcijas koeficients. Cauchy ir rādījis, ka pirmā tuvinājumā šis sakars ir izteicams ar

$$\mu = A + \frac{B}{\lambda} + \frac{C}{\lambda^4}.$$

Te A, B, C ir prizmas materialam raksturīgas konstantes. Viņas dabū novērojot dotā vielā triju, jau iepriekš zinamu viļņu $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ refrakcijas koeficientus μ_1, μ_2, μ_3 . No tā dabūtām trim vienādībām tad izrēķina trīs lielumus A, B, C . Ūdenim šie koeficienti ir $A = 1,7642; B = 6,12 \cdot 10^{-11}$ un $C = 1,41 \cdot 10^{-20}$. Vēl lielākas precizitātes vajadzības gadījumā var lietot papildus (ceturto) locekli $\frac{D}{\lambda^6}$ kur D ir atkal konstante.

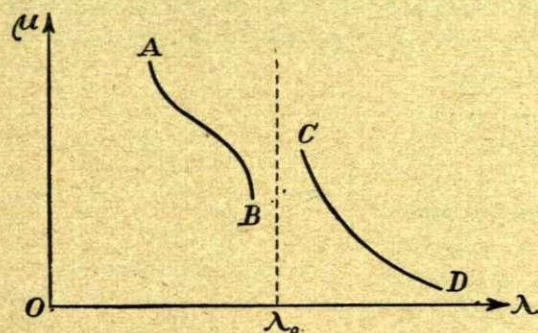
Cauchy formulas grafiskais attēls ir rādīts zīm. 84., kur abscisu virzienā jemts viļņa garums λ un ordinātu virzienā attiecīgie



Zīm. 84.
Normālā dispersija.

refrakcijas koeficienti. Grafika viscauri ir viengabalaina, ar slaidu gājienu, bez pārtraukumiem. Viņu sauc par dotās vielas dispersijas līkni. No viņas var katram μ atrast preti stāvošu λ , un otrādi. Tas dod diezgan vienkāršu iespēju noteikt kādas gaismas viļņa garumu, ja ar goniometru izmērojam tās refrakcijas koeficientu (§ 342.).

Šī dispersijas gaita, tā tad arī krāsu secība spektrā, ir diezgan ipatneja tajos viļņu intervalos, kur nav absorpcijas, t. i. kušos prizmas viela ir caurlaidīga. Viņa ir dabujusi «normālā» dispersijas nosaukumu. Daudz citadaka



Zīm. 85.
„Anomalā” dispersija

ir diseprsijas gaita to vietu tuvumā un tanis spektra vietās, kur prizmas materials uz viņu krītošo gaismu absorbē. Šīs vietas ir tani pašā krāsā kā pats prizmas materials. Tā, piem., no stikla platem sacemēneta prizma ar fuksina šķīdumu alkoholā izskatās zaļi-dzeltenā krāsā; zaļi-dzelteno joslu

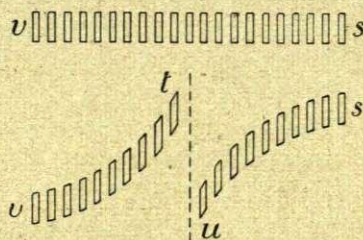
spektrā fuksins arī absorbē. Un tad nu izrādas, ka šini joslā un viņas ciešā tuvumā dispersija ir pavisam citāda nekā tanis spektra vietās, kur absorpcijas resp. krāsainuma nav. To rāda zīm. 85. No

sākuma, iso viļņu rajonā, dispersija ir normala: viļņa gaļumam pieaugot μ paliek mazaks. Bet tad, viļņa gaļuma λ_0 tuvumā, t. i. fuksina absorpcijas joslas tuvumā, koeficients μ sāk palikt nenormali mazs — dispersijas likne strauji liecas uz leju, lai tad viņpus λ_0 stāvetu nenormali augstu. Tā tad pie λ_0 (patiesībā šaurakā vaj platakā intervalā $\Delta\lambda$ ap λ_0) refrakcijas koeficients ļoti strauji un «nenormali» mainas. Dispersijas likne te sadalas 2 daļās: pirms absorpcijas joslas (AB), kur dispersija ir normala, izņemot pašu tuvumu joslai, un viņpus absorpcijas joslas (CD), ari ar normalu gaitu. Starp tām ir pārtraukums, kuļā dispersija ir «nenormala».

Tāpat tas ir ari ar citām krāsainām vielam: absorpcijas, t. i. viņu pašu krāsu joslā dispersijas likne ir ar pārtraukumu. Ja vielai ir divas absorpcijas joslas, tad dispersijas gaitā ir 2 pārtraukumi. Tā tad absorpcijas joslas tuvumā isakam vilnim var būt ari mazaks refrakcijas koeficients, un otradi. Te C a u c h y likums vairs nav vietā; saka, ka te dispersija ir a n o m a l a.

Anomalā dispersija labi novērojama ar tā saucamo «krustoto prizmu» metodi. Jemsim kādu caurlaidīgu, tā tad ar normalu dispersiju, piem., stikla prizmu un uz ekrana laidisim viņas baltās gaismas spektru. Piejemsim, ka viņš ir horizontals (vs , zīm. 86.). Aiz viņas noliksīm kādu otru, tādu pat normalas dispersijas prizmu, bet tā, lai tās šķautne būtu pirmās prizmas šķautnei perpendikulara. Tad viņa cauri ejošos starus centisies sakārtot vertikālā spektrā. Abu prizmu darbības rezultats būs tas, ka spektra švitra būs slīpa.

Nu otrās prizmas vietā jemsim kādu krāsainas vielas, piem., fuksina šķīduma prizmu, kuļas dispersija zinamā intervalā ir anomala. Ari viņa lieks spektru augšup, bet vienpus absorpcijas joslas (pie t) daudz vairāk kā otru tās (pie u). Tā spektrā, rasies pārtraukums ut .



Zīm. 86.

Krustoto prizmu metode.

Kā redzam, anomalā dispersija cieši saistas ar absorpciju: viņa ir visur tur, kur ir absorpcija. Bet nu neviena viela nav absolūti un visiem viļņiem caurlaidīga. «Caurspidīgās» vielas patiesi ir caurspidīgas tikai spektra redzamā daļā: kautkur kādā citā vietā (ultrasarkanā vaj ultravioletā) viņas tomēr absorbē. Tā, piem., stikls stipri absorbē

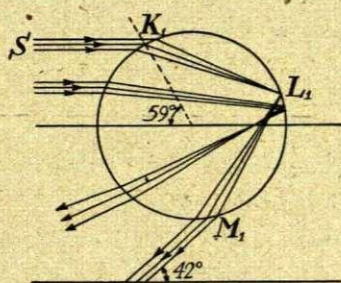
ultravioletos starus, ūdens — ultrasarkanos un arī ultravioletos. Šajos spektra rajonos stikls un ūdens ir «krāsaini» un tapēc te viņu dispersija ir anomala. No ta redzams, ka anomalā dispersija patiesībā ir tik pat dabiska un normala kā «normalā». Katras vielas dispersijas gaitā ir kā viena, tā otra. «Normalā» ir tur, kur nav absorpcijas, anomalā — tanis spektralos rajonos, kur viela absorbē.

Saprotams, *C a u c h y* formula kā empiriska un normalai dispersijai domata formula anomalās dispersijas aprakstam nav noderīga. Tiešam, viņā μ var būt bezgalīgi liels tikai pie $\lambda = 0$, bet tas ir bez kādas fizikālas nozīmes. Anomalās dispersijas teorijas ir devuši *S e l l m e i e r's*, *H e l m h o l t z's*, *L o r e n t z's*. Visu šo teoriju kopejais rezultāts ir tas, ka λ vietā dispersijas formulā stājas diference $\lambda - \lambda_i$, kur λ ir patreizejās krītošās gaismas viļņa garums, λ_i — domatai vielai īpatneji viļņa garumi. Tā *S e l l m e i e r's* dod

$$\mu^2 = 1 + K_1 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + K_2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}.$$

K_1 un K_2 te ir konstantes. No tās redzams, ka pie $\lambda = \lambda_1$ un $\lambda = \lambda_2$ μ kļūst bezgalīgi liels, t. i. šādai vielai spektra rajonos λ_1 un λ_2 dispersija ir anomala. λ_1 un λ_2 ir vielas absorbētie viļņu garumi. Kā redzams, *S e l l m e i e r'a* formula ietver sevi abu dispersiju — anomalās un normalās aprakstus. Pie šī jautājuma mēs vēl atgriezīsimies, kad būs runa par absorpciju (§ 391.).

§ 360. Vařaviksne. Runājot par gaismas refrakciju un dispersiju, nevar nemitēt vienu no visgrandiozākām un interesantākām dabas parādībām — *v a ř a v i k s n i*. Gan jāpiezīmē, ka viņa ir par komplicētu, lai te varetu dot tās pilnīgu izskaidrojumu. Tapēc te aprobežosimies ar tās elementāro teoriju.



N_1

Zīm. 87.

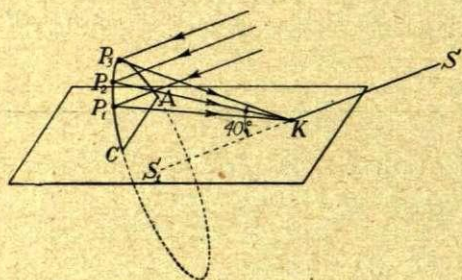
Refrakcija ūdens pilienā.

Vařaviksne rodas kā gaismas refrakcijas un dispersijas sekas mākoņu ūdens pilienos, kad uz tiem krīt saules stari. Tapēc te notiekošā izpratnei domāsim kādu sferisku ūdens pilienu (zīm. 87.), uz kuŗa krīt monochromatiskas gaismas paralelu staru kūlis SK_1 . Uz piliena virsmas katrs stars lūzis un ies uz L_1 . Te viena ta daļa aizies, bet otra totali reflektēsies un ies uz M_1 , no kurienes izies kā stars $M_1 N_1$. Tas notiks ar visiem pilienā nonākušiem stariem, bet no

viņiem ar izcilus īpašībām būs tie, kuŗi uz piliena virsmu nonāk zem leņķa 59° : šie stari, kā paraleli pilienā ieiedami,

paraleli no viņa arī iznāks. Pārejīe, turpretī, nāks no piliena kā divergenti stari. To prasa refrakcijas lielums ūdenī. Zinot ūdens refrakcijas koeficientu, var izrēķināt, ka no piliena nākošie paralelie stari ar kritišo staru virzienu dod leņķi 42° . Bet tālumā stāvošais novērotājs kā visintensīvākos uztvers taisni šos paralelos starus, jo viņu intensitāte ar attālumu nemainas. Tapēc šāds novērotājs gaismas avotu visspilgtāki redzēs virzienā N_1M_1 .

No tā redzams, ka ja pilienu būs vairāk, tad tikai tie pilieni P_1, P_2, P_3, \dots novērotāja acij (zīm. 88.) dos spilgtu gaismu, kuŗi guļ uz konusa virsmas ar leņķi 42° ; tapēc novērotājs K redzēs gaišu pusluku $CP_1P_2P_3, \dots, A$ virs horizonta.



Zīm. 88.

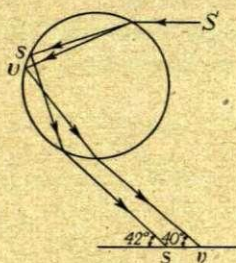
Vaŗavīksnes izce ņanās.

Baltas gaismas gadījumā blakus refrakcijai iet arī dispersija. Zīm. 89. rāda nupat aprakstīto staru gaitu pilienā sarkanu un violetu paralelu staru kūļiem: sarkanie stari iznāk zem leņķa 42° , violetie zem leņķa 40° . Pārejīe krāsu stari būs starp ņiem. No tā redzams, ka zīm. 88. rādītais

loks tagad būs daudzkrāsains: augšējā viņa mala būs sarkana, apakšējā — violeta. Tā būs vaŗavīksne.

No sacītā redzams, ka lai vaŗavīksne būtu redzama, jābūt izpildītam noteiktam leņķa nosacījumam: saulei pret mākonī jābūt noteiktā stāvoklī un novērotājam aiz muguras.

Aprakstītā kārtā radušos vaŗavīksni sauc par pirmo vaŗavīksni vaj arī par pirmo loku. Bieži vien pāri viņai redzams otrs. Tas rodas gaismai ūdens pilienu divreiz totali reflektējoties.



Zīm. 89.

Kā no zīm. 89. izprotams, otrā lokā krāsu secība būs otrāda: ārpusē būs violetā, iekšpusē sarkanā.

Kā jau minēts, vaŗavīksnes teorija ir komplicētāka par ņe doto. Pie viņas izcelšanās liela loma ir arī difrakcijas parādībam.

Interference.

§ 361. **Gaismas viļņi.** Kā jau minets § 333., visizplatitākais ieskats par gaismas būtību ir tas, ka gaismas izplatīšanās ir viļņejads notikums. Pēc *Newtona* emisijas («korpuskularās») teorijas krišanas šī *Huygens'a* dotā *ondulācijas* teorija ir iejēmusi dominejošo vietu fizikā. Gan ar laiku ir mainīties uzskats par to, kas gaismas starā viļņo. *Young's* un *Fresnel's* domāja stara virzienā ejam eteļa mechanisku, resp. elastisku deformāciju, *Maxwell's*, turpreti, elektromagnetisku maiņus-lauku. Bet doma, ka gaismas izplatīšanās ir viļņu izplatīšanās — tā ir palikusi līdz mūsu laikam (skat. tomēr § 398.). Kautas tiešām tā, par to stāsta daudzas optiskas parādības. No tām kā pirmā minama gaismas *interference*.

Pirmā sejmā, § 168., jau bija rādīts, ka *interference* nešķirami ir saistīta ar viļņiem: kur ir viļņi, tur zināmos apstākļos var būt *interference*, un otrādi: ja kur ir *interference*, tad tur ir viļņi. Īsos vārdos izteikta gaismas *interferences* parādība ir tā, ka divi vajvairaki gaismas stari, kādā punktā kopā sanākuši, summejas, dodot vienu gaismu, kuŗas intensitāte atkarājas no kopā sanākušo viļņu savstarpejās fazes, resp. fāzu diferences: ja abu staru fazes ir vienādas, abu viļņu intensitātes summejas, ja fazes ir pretejas — stari viens otru pavājina vajpavisam iznīcina.

Tanī pašā vietā, § 163. bija rādīts, ka katram vilnim ir divas pazīmes: periods un noteikts izplatīšanās ātrums domatā apvidū. Vilnis ir ar zināmu ātrumu uz priekšu ejošs periodisks notikums. Šo notikumu rada kāds noteikts mehānisms — vibrators. Darbodamies ar noteiktu periodu kādā apvidū, kuŗam jābūt pietiekoši «elastiskam», šis mehānisms rada viņā periodiskas perturbācijas, kas ar zināmu ātrumu izplatās pa visu apvidu. Matemātiski runājot vilnis izteic kādā apvidus stāvokli laikā un telpā. Ja šo stāvokli apzīmēsim ar S , laiku ar t un telpas koordinātes ar x, y, z , tad

$$S = f(x, y, z, t).$$

No sava centra (avota) viļņi izplatās uz visām pusēm. Kādu noteiktu vienu virzienu no šī centra domājot, piem., X -asi, dabūjam šinī virzienā vērstu «staru». Stara virzienā noiēto ceļa gabalu ar x apzīmējot, varam rakstīt

$$S = f(x, t).$$

Funkcija S ir divu argumentu trigonometriskā funkcija. I, § 163. bija rādīts, ka to var rakstīt

$$S = S_0 \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right),$$

kur T ir periods, v — viļņa izplatīšanās ātrums stara virzienā un S_0 — viļņa «amplitude» — maksimālā S vērtība. Produkts Tv , ko dabūjam iekavu attaisot, dod ceļu, ko vilnis nogājis viena perioda laikā. Tas ir viļņa garums λ :

$$\lambda = vT.$$

Tapēc varam rakstīt

$$S = S_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right).$$

Ši ir pazīstamā «viļņa formula».

Huygens-Fresnel'a hipotezē stāvokļa S maiņa nozīmē gaismas eteŗa blīvuma maiņu. Viņā jāpieņem, ka eterim ir zināma struktūra, vismaz ka viņš ir salikts no atsevišķām daļiņām, kas pārvietodamās, resp. šūpodamās rada periodisku blīvuma maiņu. Ši pēdejā būs proporcionāla eteŗa daļiņu atvēzienam no līdzsvara, resp. sākuma vietas. Ja šo atvēzienu apzīmējam ar y , tad viļņa formula ir

$$y = y_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right).$$

y_0 ir eteŗa daļiņas maksimālais atvēziens starā.

Maxwell's gaismas vilni domā kā elektromagnetisku vilni, kurā periodiski mainas elektriskā un magnetiskā lauka intensitāte X un H . Tad (II, § 285.)

$$X = X_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

un

$$H = H_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right),$$

kur X_0 un H_0 ir elektriskā, resp. magnetiskā lauka intensitātes maksimālās vērtības.

Viļņa garums reprezentē zināmu «krāsu», kas kā fizioloģiska sajūta rodas mūsu aci un nervu sistemā šim vilnim tur nonākot. Kā

jau teikts § 353., par viļņa jēdzienu primāraks tomēr ir perioda jēdziens, vaj, vēl pareizaki — *f r e k v e n c e s* jēdziens. Tā tad vispirmā un visraksturīgākā stara pazīme ir viļņa frekvence

$$n = \frac{1}{T},$$

kas tāni pašā laikā ir arī *c i k l u* jeb viļņu skaits vienā sekundē. Tā kā $\lambda = Tv$, tad

$$n = \frac{v}{\lambda} = v\upsilon.$$

$\upsilon = \frac{1}{\lambda}$ ir viļņu skaits vienā centimetrā.

§ 362. **Gaismas enerģija.** Novērojumi rāda, ka gaismas plūsmi vienmēr iet līdzī zināma enerģijas plūsma. Piemēram, absorbedamās kādā ķermenī, viļņa rada siltumu, vaj izsauc ķīmiskus procesus, vaj pat tieši rada mehāniskus efektus (gaismas spiediens, § 389.). No elektromagnētiskās teorijas viedokļa raugoties tas arī saprotams, jo katram elektromagnētiskam laukam iet līdzī zināma enerģija (II, § 285.). Tāpat arī pēc *H u y g e n s'a-F r e s n e l'a* teorijas gaismai jābūt ar zināmu enerģiju, jo darba patēriņu prasa arī kopā ar vilni ejošā etera deformācija; pēdejai izbeidzoties šis darbs, resp. enerģija kļūst atkal brīvs.

Tas enerģijas daudzums, kas iet līdzī vilnim, noteic viļņa amplitūdi; pie noteiktas amplitudes viļņa enerģija ir arī no frekvences atkarīga. Ja pamatā liekam etera mehānisko hipotēzi, tad jāpieņem, ka gaismas vilni tieši ir viļņa nestā enerģija. Kā rādīts I, § 40., katram ar periodu T oscilējošam punktam, kuŗa masa ir m , piemīt kinētiska enerģija, kas ir proporcionāla masai m un preteji proporcionāla perioda kvadrātam. Ja etera partikula oscilē pēc likuma

$$y = y_0 \sin 2\pi t,$$

tad šī enerģija mīrkli t ir

$$K = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \frac{4\pi^2}{T^2} y_0^2 \cos^2 \frac{2\pi}{T} t.$$

Pa visu periodu vidējā enerģija ir

$$K = \frac{m\pi^2}{T^2} y_0^2 = m\pi^2 n^2 y_0^2.$$

ja $n = \frac{1}{T}$ ir frekvence jeb ciklu skaits sekundē. Kā redzam, šī enerģija tiešam ir proporcionāla kā amplitudes, tā frekvences kvadrātam.

Viļņa enerģijas proporcionalitāte ar amplitudes kvadrātu viegli redzama arī no elektromagnetiskās teorijas viedokļa raugoties, jo kā bija rādīts II, § 285, viļņa nestās elektromagnetiskās enerģijas blīvums ir

$$w = \frac{1}{8\pi} X_0^2 = \frac{1}{8\pi} H_0^2 = \frac{1}{8\pi} X_0 H_0,$$

tā tad proporcionāls amplitudes X_0 kvadrātam. Arī frekvences kvadrātam šī enerģija ir proporcionāla.

Gaismas enerģija ir tas pats kas gaismas intensitāte un apgaismojums (§ 335.). Tapēc var teikt, ka gaismas intensitāte un apgaismojums ir viļņa amplitudes kvadrātam proporcionāli:

$$I \sim y_0^2.$$

Bet apgaismojums kādā vietā mainās preteji proporcionāli šīs vietas atstātuma kvadrātam no avota:

$$I \sim \frac{1}{r^2}.$$

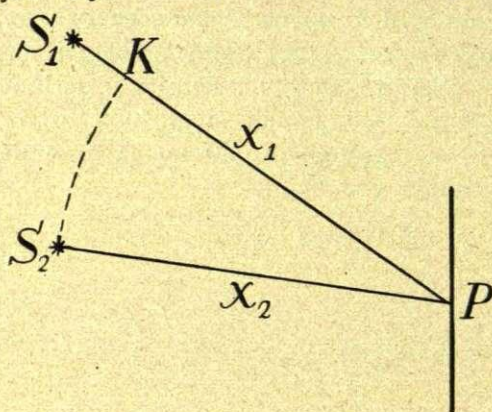
Tapēc

$$y_0 \sim \frac{1}{r},$$

t. i. viļņa amplitūde krīt līdz ar atstātumu.

§ 363. Superpozīcijas princips optikā. Interference. I, § 168. jau bija rādīts, ka diviem viļņiem kādā punktā sastopoties,

viņi summejas ģeometriski. Zīm. 89. tas atkārtots vēlreiz: S_1 un S_2 ir divi gaismas avoti; viņu dotie viļņi sastopas punktā P . Pirmā viļņa amplitūdi nosauksim ar a_1 , otrā viļņa amplitūdi ar a_2 , vienkāršības dēļ abus viļņus domāsim monochromātiskus, ar garumu λ . Tad varam rakstīt:



Zīm. 89.

Superpozīcijas princips.

$$y_1 = a_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda} \right),$$

$$y_2 = a_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda} \right).$$

x_1 un x_2 ir abu staru ģeometriskie garumi. Viņus sauksim par staru gājiem. Tad punktā P abu viļņu radītā etēra partikulas elongācija būs

$$y = y_1 + y_2.$$

Tas izteic superpozīcijas principu, kurš tā tad noderīgs arī optikā. To rakstam

$$y = a_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda} \right) + a_2 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda} \right).$$

Attaisot iekavas:

$$y = a_1 \sin 2\pi \frac{t}{T} \cos 2\pi \frac{x_1}{\lambda} - a_1 \sin 2\pi \frac{x_1}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T} + \\ + a_2 \sin 2\pi \frac{t}{T} \cos 2\pi \frac{x_2}{\lambda} - a_2 \sin 2\pi \frac{x_2}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

To varam rakstīt:

$$y = \left(a_1 \cos 2\pi \frac{x_1}{\lambda} + a_2 \cos 2\pi \frac{x_2}{\lambda} \right) \sin 2\pi \frac{t}{T} - \\ - \left(a_1 \sin 2\pi \frac{x_1}{\lambda} + a_2 \sin 2\pi \frac{x_2}{\lambda} \right) \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

Apzīmējot

$$a_1 \cos 2\pi \frac{x_1}{\lambda} + a_2 \cos 2\pi \frac{x_2}{\lambda} = a \cos \theta \\ a_1 \sin 2\pi \frac{x_1}{\lambda} + a_2 \sin 2\pi \frac{x_2}{\lambda} = a \sin \theta, \quad (*)$$

dabūjam:

$$y = a \sin \left(2\pi \frac{t}{T} - \theta \right) = a \sin 2\pi \left(\frac{T}{t} - \frac{\theta}{2\pi} \right)$$

Tā tad rezultējošā oscillācija punktā P ir arī periodiska, ar to pašu periodu T , bet ar citu amplitūdi a , un atrodas citā fazē kā abu at-

nākušo viļņu oscillācijas. Amplitude a dabujama, ja abas vienādības (*) jem kvadratā un tad saskaita:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \left(\cos 2\pi \frac{x_1}{\lambda} \cos 2\pi \frac{x_2}{\lambda} + \sin 2\pi \frac{x_1}{\lambda} \sin 2\pi \frac{x_2}{\lambda} \right),$$

t. i.
$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos 2\pi \frac{x_1 - x_2}{\lambda}.$$

No ta redzams, ka amplitude, tā tad arī gaismas intensitāte punktā P ir atkarīga ne tikai no abu staru amplitudēm a_1 un a_2 , bet arī no $\frac{x_1 - x_2}{\lambda}$, t. i. no ta samēra, kādā stāv abu staru gājumu difference ar viļņa garumu. Šim samēram mainoties mainas arī amplitude a . Tā abu staru dotais apgaismojums dažādos punktos ir dažāds. Tanīs punktos, kur

$$2\pi \frac{x_1 - x_2}{\lambda} = 0, 2\pi, 4\pi, \dots \text{ un vispārīgi } 2n\pi,$$

t. i. kur
$$x_1 - x_2 = \delta = 2n \frac{\lambda}{2},$$

amplitude

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 = (a_1 + a_2)^2,$$

un

$$a = a_1 + a_2.$$

Te amplitudes summejas. Vienādu amplitudu gadījumā $a = 2a_0$, ja ar a_0 apzīmējam katra stara amplitudi. Rezultējošā gaismas intensitāte šinī gadījumā ir $4a_0^2$.

Tanīs punktos, kur

$$2\pi \frac{x_1 - x_2}{\lambda} = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots \text{ un vispārīgi } (2n + 1) \pi,$$

t. i. kur
$$x_1 - x_2 = \delta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

amplitude ir

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2 = (a_1 - a_2)^2$$

un

$$a = a_1 - a_2.$$

Vienadu amplitudu gadījumā

$$a = 0$$

un līdz ar to arī intensitāte ir 0.

No tā redzam, ka telpā ap diviem gaismas avotiem apgaismojums nav vienmērīgs, bet dažādos punktos dažāds. Gaisma ir it kā lokalizēta tādās punktos, kurās staru gājumu diferencē pusvilnis ietilpst pāru skaitu reizes. Tādās punktos, turpreti, kurās gājumu diferences samērs ar pusvilņa garumu dod nepāru skaitli, gaisma ir vāja, resp. viņas tur nemaz nav. Tapēc, ja abiem avotiem preti nostāda ekranu, tad uz pēdējā redzam gaissas un tumšas vietas. Te redzamā bilde atgādina zīm. 234. I, § 167. rādīto. Ta ir gaissas i n t e r f e r e n c e.

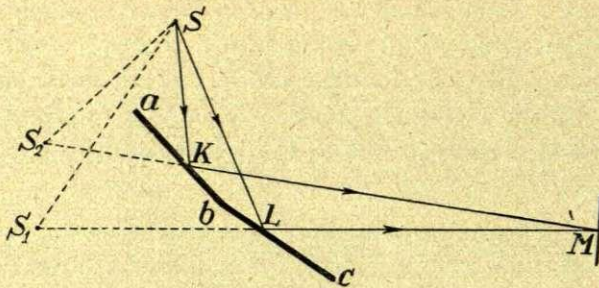
Zīm. 89. gadījumā abu staru gājumu diference $\delta = x_1 - x_2$ ir tīri ģeometriskā. Bet kā bija rādīts § 342., stara īpašības nosaka ne tā ģeometriskais, bet gan optiskais ceļš. Tapēc gājumu diference ir arī tādiem diviem stariem, kuru garums skaitliski ir vienāds, bet no kuriem viens iet pa vienu, otrs pa otru apvidu. Par tādu gadījumu vēl būs runa § 367.

Interferences radīšanai vajadzīgi divi gaismas avoti. Atkarībā no tā, kādi ir abi jemtie gaismas avoti, dabūtās interferences bildes dažādos gadījumos ir dažādas. Bet kopīgs visiem gadījumiem ir tas, ka abi stari var interferēt tikai tad, kad to fāzu diference nemainas ar laiku. Un tas ir iespējams tikai tad, ja abi stari ir cēlušies gluži vienādos apstākļos, t. i. ja abi gaismas avoti ir radušies no viena un tā paša kopejā avota. Šādus, vienādos apstākļos cēlušos un interferēt spējīgus starus sauc par koherentiem stariem. No šī redzams, ka koherētus starus var dot ne tikai reāli, bet arī šķietami avoti. Tapēc interferences dažādos gadījumus realizējot var izlietot arī refleksijas parādības.

Lai interferences bilde būtu skaidra, ir vajadzīgs, lai viņas radīšanā dalību jēti tikai divi stari. Tas būs tad, kad abi gaismas avoti būs punktveidīgi vaj ar ļoti mazām dimensijām un stāvēs tuvu viens otram. Parasti interferences eksperimentos kā gaismas avotus jēti šauras spraugas, kas nostādītas kādā reālā gaismas avota priekšā. Tad interferences bilde ir tumšu un gaišu švītru sistēma.

Aprakstītā interferences parādība būs tik vienkārša tikai monohromātiskās gaismas gadījumā. Ja gaisma būs, piem., ar 2 viļņu garumiem λ_1 un λ_2 , tad katra no šīm gaismām uz ekrana

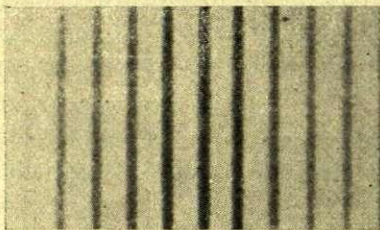
dos savus interferences maksimumus un minimumus, kuŗi dažado λ dēļ nesakrītis: interferences bilde būs divu bilžu maisījums. Vēl jo komplicētāka būs bilde vairāku λ , piem., baltas gaismas gadījumā. Tad katrs baltās gaismas elementarais (monochromatiskais) stars dos savu interferences bildi: sarkanais sarkanu, zilais zilu etc. Tapēc šādā gadījumā uz ekrana novērosim ne vairs tikai tumšas un gaišas, bet gan krāsainas švītras.



Zīm. 90.
Fresnel'a spoguļi.

§ 364. Dažādi interferences gadījumi. Fresnel'a spoguļi. Zīm. 90. schematiski attēlota saukto Fresnel'a spoguļu metodi interferences dabūšanai. Divi spoguļi ab un bc

salikti kopā tā, ka viņu plāksnes dod 180° tuvu leņķi. S ir monochromatiskas gaismas avots; λ ir šīs gaismas viļņa garums. Stars SK reflektejas no spoguļa ab ; stars SL no spoguļa bc ; abi viņi sanāk kopā punktā M . Pirmo staru varam domāt iznākam no šķietama avota S_2 , otro no (arī šķietama) avota S_1 . Tā kā abi viņi cēlušies no kopejā avota S , tad abi stari S_2M un S_1M ir koherenti.



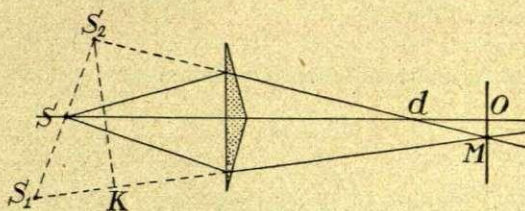
Zīm. 91.
Interference ar Fresnel'a spoguļiem.

Punktā M kopā sanākuši, viņi interferēs, dodot gaismas maksimumu vaj minimumu, atkarībā no savas gājumu diferences. Bet no S uz spoguļiem krit ne pa vienam staram vien, bet gan pa veselam divergentu staru kūlim. Tapēc uz ekrana, kas novietots pie M , būs ne tikai viens punkts vien, kuŗā 2 stari sanāk ar fazu diferenci, bet tādu punktu būs daudz. Tadēļ

viss rajons ap M būs piepildīts ar gaismas maksimumiem un minimumiem, kas kā spoguļu kopejai šķautnei paralelas gaišas un tumšas švītras stāves viena aiz otras (zīm. 91.). Centrā švītras būs tuvāki kopā, malās tālāki viena no otras. Ari asakas viņas būs vidū nekā malās.

Fresnel'a biprīzma, Zīm. 92. rāda otru Fresnel'a metodi interferences dabūšanai. Tā ir tā sauktā biprīzmas

metode. Biprizma ir nekas cits kā divas, ar bazem kopā saliktas stikla vaj cita kāda transparenta materiāla prizmas, ar ļoti mazu refrakcijas leņķi. S ir gaismas avots, no kura refrakcijas ceļā



Zīm. 92.

Biprizmas metode.

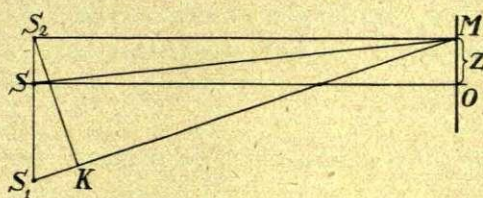
ir gājumu difference $\delta = S_1K (S_2K \perp S_1M)$. Kad M ir tur,

kur $\delta = \frac{\lambda}{2}$, viņā būs gaismas minimums, resp. tumsa. Tāpat tumsa

būs tur, kur $\delta = 3\frac{\lambda}{2}, 5\frac{\lambda}{2}, \text{ etc.}$ Pa starpam būs gaišas švītras.

Tādu pat maksimumu un minimumu rinda būs augšpus O .

Pirmā maksimuma atstātums no centralā maksimuma un tāpat maksimumu (un minimumu) savstarpējais atstātums ir atkarīgs no jemtās gaismas viļņa garuma. Tā tas ir kā Fresnel'a spoguļu, tā arī biprizmas gadījumā. Tas redzams no sekošās konstrukcijas (zīm. 93.). Ja ekrans ir jemts tāli no prizmas, tad trīsstūrī MS_1S_2



Zīm. 93.

bez lielas kļūdas var domāt $S_2K \perp S_1M$. Tad trīsstūrī S_1S_2K un MSO ir līdzīgi, jo $S_1S_2 \perp SO$, $S_2K \perp SM$ un leņķi K un O ir taisni. Tapēc

$$\frac{MO}{S_1K} = \frac{SM}{S_2S_1}$$

Nosauksim SM ar $a + b$. Kad SM ir liels, var likt $SM = SO = a + b$; a ir atstātums starp gaismas avotu un prizmu, b — atstātums starp prizmu un ekranu. Vēl apzīmesim $OM = z$ un $S_1S_2 = s$. Tad

$$z = \delta \frac{a + b}{s}$$

Ja M stāv pirmā maksimuma vietā, $\delta = 2 \frac{\lambda}{2} = \lambda$, un tad

$$z = \lambda \frac{(a + b)}{s}.$$

Pirmais minimums būs no centralā maksimuma atstātumā

$$z = \frac{a + b}{s} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Vispārīgā gadījumā maksimumu atstātums no centralā būs izteikts ar

$$z = \frac{a + b}{s} \cdot 2n \frac{\lambda}{2} = \frac{2n(a + b)}{s} \cdot \frac{\lambda}{2},$$

minimumu atstātums ar

$$z = \frac{a + b}{s} (2n + 1) \frac{\lambda}{2} = \frac{(2n + 1)(a + b)}{s} \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

No ta redzam, ka tiešam $z \sim \lambda$: jo gaņaks ir jemtās gaismas viļnis, jo tāļaki ir interference maksimumi viens no otra.

Ja gaisma ir balta, katrs maksimums ir krāsains. Kā no augšējām izteiksmēm redzams, centralajam maksimumam tuvaki stāvēs īso viļņu t. i. violetais maksimums, tāļaki no viņa — sarkanais.

Biprizmas metode dod iespēju diezgan ērti — kaut arī ne visai precīzi — aprēķināt kādas monochromatiskas gaismas viļņa gaņumu. Tas panākams, ja augšējās formulās a , b , s , z un n vietās ieliek izmēritus lielumas. Kā nupat teikts, eksperiments būs visprecizaks gaņu viļņu (sarkanas gaismas) gadījumā. Tāpat precizitate būs jo lielaka, jo lielaki būs a un b , pareizaki — jo lielaka būs attiecība

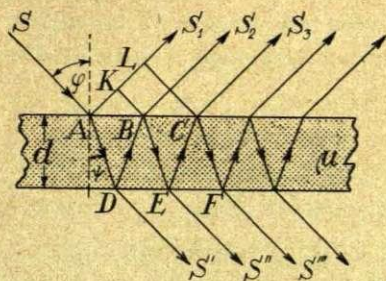
$\frac{a + b}{s}$. Parasti kā gaismas avotu jem spraugu un liek a mazu, bet

b lielu. s atrod ar lēcas palīdzību.

§ 365. Interference plānās filmās. Līdz šim aplūkotos interference gadījumos gāņumu diference starp abiem interferejošiem stariem bija radita māksligi. Bet ir gadījumi, kad interference rodas bez mūsu piepalīdzības. Tāds piemērs ir interference plānās caurspidīgās filmās, piem. plānās eļļas kārtņās uz ūdens vaj tml.

Zīm. 94. attēlota šāda plāna, ar divam paralelām virsmam norobežota filma, uz kuņu slīpā virzienā krit monochromatiskas gaismas

stars S . Gaismas viļņa garumu nosauksim ar λ , krišanas leņķi ar φ . Punktā A stars sadalās divos: reflektētā AS_1 un lauztā AD . Refrakcijas leņķi nosauksim ar ψ ; ja filmas materiāla refrakcijas koeficients staram ar viļņa garumu λ ir μ ,



Zīm. 94.

Interference plānā filmā.

tad $\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \mu$. Punktā D stars AD

atkal sadalās divos: reflektētā DB un caurilaistā DS' . Tāpat jaunais stars DB punktā B sadalās divos: BS_2 un reflektētā BE . Pirmais ir paralels tieši reflektētajam staram AS_1 . Tāpat arī stars BE , reflektēdamies pie E , dos sākumu staram $CS_3 \parallel AS_1$ un talak staram CF . Tā redzam, ka filmā iegājušais stars AD , vairakkārt

iekšēji no filmas virsmām reflektējoties, dod no filmas virspuses, paraleli tieši reflektētajam staram, paraleli ejošus starus BS_2, CS_3, \dots CL ir šo paralelo staru kopejā fronte. Tā kā starp šiem stariem ir gājumu difference, tad viņi varēs interferēt, jo viņi celušies no viena kopeja avota S , tā tad viņi ir koherenti. Tapēc viņu frontes intensitate būs atkarīga no šīs gājumu differences. Citiem vārdiem sakot, no šādas filmas reflektētā gaisma dos ne vienmērīgu apgaismojumu, bet gan gaismu ar interferences maksimumiem un minimumiem: šādi gaismai būs struktura, kas atkarasies no atsevišķo staru gājumu differences.

Lai šo gājumu diferenci reflektētā kūlī dabūtu, meklesim viņu starp kautkuņiem dīviem blakus gulošiem stariem, piem., AS_1 un BS_2 . No S līdz A abi stari iet kopā, tāpat arī pēc BK . Bet no A līdz BK pirmais ir gājis pa ceļu AK , otrs pa ADB . Pirmais ir gājis apvidū ārpus filmas materiāla (piem., gaisā, $\mu = 1$) otrs filmas materiālā. Tapēc viņu uz vakuumu reduceto gājumu difference ir

$$\delta = \mu (AD + DB) - AK.$$

Kā no zīmējuma redzams, $AD = DB$. Tapēc

$$\delta = 2 \mu AD - AK.$$

Bet trīsstūrī AKB : $AK = AB \sin \varphi$, jo $\angle ABK = \varphi$; AB savukārt $= 2 AD \sin \psi$. Tapēc

$$\delta = 2 AD \mu - 2 AD \sin \varphi \sin \psi = 2 AD (\mu - \sin \varphi \sin \psi).$$

Apzīmesim ar d filmas biezumu; tad $AD = \frac{d}{\cos \psi}$. Liekot vēl $\sin \varphi = \mu \sin \psi$, rakstam

$$\delta = \frac{2d}{\cos \psi} \mu (1 - \sin^2 \psi) = 2d \mu \cos \psi.$$

Šīnī gājumu diferences izteiksmē neieiet diference, kas ceļas no ta, ka viens stars SAK reflektejas no optiski blīvāka, otrs stars $SADB$, turpreti, no optiski mazāk blīva apvidus (punktā D). Šī diference

ir $\frac{\lambda}{2}$. Tapēc galīgi

$$\delta = 2d \mu \cos \psi + \frac{\lambda}{2}.$$

Šī gājumu diference būs viena un ta pati ikkatriem diviem blakus gulošiem stariem reflektētā kūlī. Tapēc kādā šī kūļa šķērs-griezumā (piem., tanī, kas ir nonācis mūsu acī) apgaismojumam būs maksimums, kad

$$\delta = 2d \mu \cos \psi + \frac{\lambda}{2} = 2n \frac{\lambda}{2},$$

t. i., kad

$$2d \mu \cos \psi = (2n - 1) \frac{\lambda}{2},$$

un minimums, kad

$$\delta = 2d \mu \cos \psi + \frac{\lambda}{2} = (2n + 1) \frac{\lambda}{2},$$

t. i. kad

$$2d \mu \cos \psi = 2n \frac{\lambda}{2}.$$

Kā no šī rezultata redzam, reflektētās gaismas efekts ir atkarīgs galvenā kārtā no diviem faktoriem: filmas biezuma d un krišanas leņķa, resp. refrakcijas leņķa ψ . Pie noteikta d , μ un λ gaisma «reflektejas» tikai pie tiem leņķiem, kuŗu \cos^2 ir vajadzīgā atkarībā no n , t. i. pie kuŗiem

$$\cos \psi = (2n - 1) \frac{\lambda}{4d\mu}.$$

Pie lenķiem, turpreti, kuņiem

$$\cos \psi = 2n \frac{\lambda}{4d\mu},$$

gaismas intensitate, praktiski jemot, būs O . Tas nozīmē, ka acij reflektētā kūļa šķērsriezuma plāksnē pārvietojoties, viņā viens aiz otra kārtosies gaismas un tumsas iespaids.

Kad kritošais un līdz ar to reflektetais staru kūlis ir plats, mūsu aci reizē nonāk vairaki stari ar dažādiem ψ . Tad uz reflektejošās virsmas mēs vienā un tanī pašā laikā redzam gaišas un tumšas vietas, t. i. noteiktu interferences bildi.

Šī interferences bilde ir chromatiska, t. i. krāsaina, ja krītošā gaismā ir vairaki viļņu gaŗumi, piem., ja ta ir balta. Tad katrs viļņa gaŗums mūsu aci dod savu bildi, resp. katram viļņa gaŗumam ir savi maksimumu un savi minimumu ψ . Guldamās viena otrai blakus pieaugošu, resp. krītošu viļņu gaŗumu kārtībā, šis monochromatiskās bildes savienojas kopejā chromatiskā.

Še aprakstītās interferences parādības bieži vien novērojamas dabā plānās eļļas kārtiņās, kas izlietas uz rāma ūdens. Reflektētā gaismā šis kārtiņas vizuālo vaŗavīksnes krāsās. Tāpat tas ir plānās ziepju ūdens kārtiņās, piem., ziepju burbuļa sienās: kad burbuļa sienas kļuvušas pietiekoši plānas, no tām reflektētā dienas gaisma (plats kūlis) ir spektrali sadalīta. Ari perlamutra un citu dabisku (ar slāņainu strukturu) ķermeņu krāsainums reflektētā gaismā ir interferences sekas. Tāpat ta novērojama ari vecā, ilgu laiku gaisa iespaidam padotā logu stiklā u. citur.

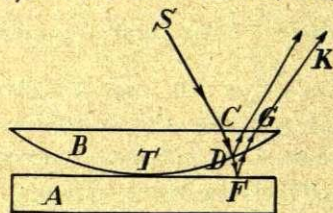
Svarīgs faktors visās šinīs interferencēs ir filmas biezums d . Kādā filmā aprakstītās parādības var rasties tikai tad, ja filma nav kā pārak plāna, tā ari pārak bieza. Tiešam, pirmā gadījumā abi blakus guļošie stari būs bezgalīgi tuvu viens otram ($d = 0$), kapēc visa gāŗumu difference būs tikai tas pusvilnis $\frac{\lambda}{2}$, kas starp viņiem rodas no ta, ka viens reflektejas no blivaka, otrs no mazak blīva apvidus. Bet tas nozīmē, ka viņu fazes ir pretejas, t. i. viņi viens otru iznīcina pie visiem φ un visiem λ — citiem vārdiem: no tādas ļoti plānas filmas gaisma nereflektejas; viņas virsma ir tumša. Tas labi novērojams ar ziepju burbuljiem: kad burbuli pūšot viņa sienas top arvien plānākas, isi pirms ta plīšanas iestājas brīdis, kad vaŗavīksnes krāsas pazūd un burbulis pieņem tumšu (melnu) nokrāsu.

Kad gaisma ir chromatiska — salikta no vairakiem viļņiem ar garumiem $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ (piem., balta), interference novērojama tikai tad, ja filma nav arī pārāk bieza. Tas redzams no tā, ka biežumam d pieaugot pieaug arī gājumu difference δ . Bet jo lielāka ir gājumu difference, jo vairāk viens otram klājas pāri blakus guļošo maksimumu atsevišķās (viļņu $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ dotās) krāsas un te nu var gadīties, ka vienā maksimumā kādas krāsas (λ_1) maksimums sakrīt ar otra maksimuma kādas citas krāsas (piem., λ_3) minimumu. Ta sekas būs krāsu sajaukšanās, interference kopejās bildes izplūšana un apgaismojuma vienmērīga izlīdzināšanās: reflektētā gaisma būs balta. No tā redzams, ka kāda planparalela plate reflektētā baltā gaismā dos interferencei tikai tad, kad viņas biezums nepārsniegs zinamu lielumu d_0 — parasti ap 2λ .

Biezuma iespaids labi novērojams eļļas plankumos uz ūdens: tikko uz ūdeņa uzliets eļļas plankums ir vienkrāsains, piem., peleks. Bet arvien vairāk izplūstot, eļļas kārtiņa pamazām kļūst plānāka un tad, pie noteikta biezuma, sāk laistīties savās vaļavīksnes krāsās. Tāpat arī ziepju burbulis: no sākuma, kamēr viņa sienas ir vēl biezas, viņš ir zilgani-peleks; krāsoties viņš sāk tikai zinamu lielumu sasniedzot, t. i. viņa sienu biezumam līdz zinamam lielumam samazinoties. Monochromatiskā gaismā tas var sākties pie ļoti lieliem d . Tapēc viņā pat vairākus desmit milimetrus biežās platēs interference vēl ir novērojama. (G e h r k e - L u m m e r ' a plate, skat. § 367.).

No sacītā saprotams, ka arī filmai caurizgājušiem stariem DS' , ES'' , FS''' etc. ir zināma gājumu starpība. Tapēc arī viņi dod nevienmērīgu apgaismojumu, resp., interference bildi. Tikai šī bilde ir reflektētās gaismas bildei komplementāra, t. i. par $\frac{1}{2}\lambda$ padzīta sāņņis.

§ 366. **Ņutona gredzeni.** λ — mērišana. Interference novērojama ne tikai filmās, kuŗu virsmas ir paralelas, bet arī ķīlveidīgās; tikai te viņas apraksts ir komplicētāks. Pie šīs kategorijas pieder arī parādība, kas pazīstama **Ņutona riņķu** jeb gredzenu vārdā. Zīm. 95. A ir līdzena stikla plate, B — izliekta stikla lēca ar ļoti lielu radiusu ($2-3 m.$). Starp plati un lēcu ir gaisa slānis ar pastāvīgi pieaugošu biezumu (no saskaršanās punkta T rēķinot) — «gaisa ķilis». Ja uz šādu sistemu krit plats monochromatiskas gaismas staru kūlis SC , piem., no Bunzena

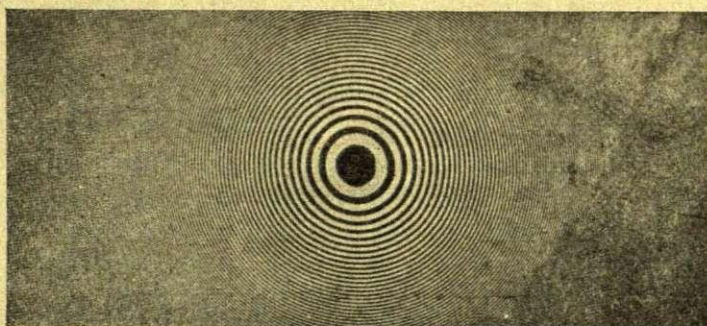


Zīm. 95.

Ņutona gredzeni.

liesmas ar Na -tvaikiem, tad virzienā GK , kur novietota novērotāja acs, reflektejas šādas divas staru grupas: viena DK no lēcas izliektās virsmas punktā D (iekšējā refleksija), otra FK no līdzenās plātes punktā F . Abu grupu stariem ir gājumu diference, kuŗas lielumu nosaka gaisa ķīļa biezums DF tanī vietā, kur stari iet. No visām tām vietām, kur šis biezums dod tādu gājumu diferenci, ka viņā pusvilnis $\frac{\lambda}{2}$ ietilpst pāru skaitļa ($2n$) reizes,

reflektetai gaismai intensitate ir maksimumā; turpreti no tām vietām kur gaisa slāņa dotā gājumu diferencē pusvilnis ieiet ($2n + 1$) reizes, reflektētās gaismas, praktiski ņemot, nemaz nav. Tapēc reflektētā gaisma būs ar zinamu strukturu: skatoties uz lēcas augšpusi mazliet no sāniem, redzesim gaisus un tumšus gredzenus, kā to rāda zīm. 96



Zīm. 96.

Ņutona gredzeni.

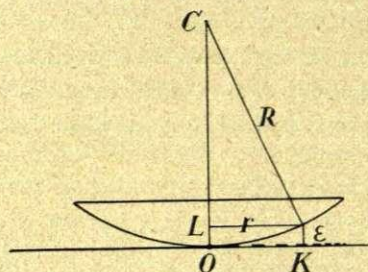
Jo tuvāki centram, t. i. lēcas un plātes saskaršanās punktam, jo plātāki ir gredzeni un jo tālāki viņi atrodas viens no otra. Lielā atstā, tumā no centra gredzeni ir šauri un tuvu kopā. Tas ir «gaisa ķīļa» biezuma iespaids: gaisa slāņa biezumam no centra uz ārieni augot staru gājumu diference kļūst lielāka un līdz ar to interferences bilde plātāka.

Zīm. 97. rāda kāda noteikta gredzena K radiusa r atkarību no ņemtās lēcas radiusa R (lai zīmejums iznāktu skaidrāks, lēcas radius ir zīmēts mazs). Šo gredzenu dod ķīļa biezums $\epsilon = LO$. Kā redzams, $r^2 = R^2 - CL^2 = R^2 - (R - r)^2 = 2R\epsilon - \epsilon^2$. Sali-dzinot ar R , ϵ ir ļoti mazs, kapēc ϵ^2 varam vērā neņemt.

Tad

$$\epsilon = \frac{r}{2R}.$$

Ja domatais K gredzens ir tumšs un pēc skaita n -tais (no centra reķinot) tad,



Zīm. 97.

$$\epsilon = (2n + 1) \frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{2R}.$$

Tas dod

$$r = \sqrt{(2n + 1) \lambda R}.$$

No ta redzam, ka tumšo gredzenu radiusi aug proporcionāli nepāru

skaitļu kvadrātsaknei ($\sqrt{1}, \sqrt{2}, \sqrt{5}, \dots$). Bez tam gredzeni ir jo lielāki, jo lielāks ir lēcas rādiuss R un jo gaļāks ir jemtās monochromātiskās gaismas viļnis.

Gaišie gredzeni starp tumšiem būs tur, kur $r = \sqrt{2n \lambda R}$; tā tad viņu radiusi aug proporcionāli pāru skaitļu kvadrātsaknem.

Kā gaiso, tā tumšo riņķu rādiusus var diezgan precīzi izmērit, tāpat arī lēcas rādiusu R ; arī n ir viegli saskaitāms. Tapēc nupat dabūtās izteiksmes var lietot viļņa gaļuma λ aprēķināšanai:

$$\lambda = \frac{r^2}{2nR}, \text{ resp. } \lambda = \frac{r^2}{(2n + 1)R}.$$

Baltā gaismā dabūsim ne vienu, bet gan tik daudzas gredzenu sistēmas, cik viņā ir atsevišķu viļņu $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$. Guldāmās viena aiz otras šīs krāsainās gredzenu sistēmas katru agrāki monochromātisko gredzenu, piem., K zīm. 97., pataisis krāsainu. Tā kā gredzenu rādiuss ir proporcionāls $\sqrt{\lambda}$, tad to krāsu gredzeni, kuŗu viļņu gaļums ir lielāks, būs no centra tālāki, turpreti to krāsu gredzeni, kam λ ir mazāks, būs centram tuvāki. Tapēc baltas gaismas gadījumā gredzenu iekšējās malas būs violetas, turpreti ārējās — sarkanas.

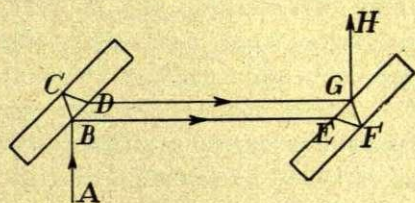
Agrāki teiktāis par interferences redzamo maksimumu skaitu baltā gaismā attiecināms arī uz Ņutona gredzeniem: baltā gaismā viņu ir daudz mazāks kā monochromātiskā.

Atsevišķi atzīmējāms gadījums, kad kritošā gaismā ir tikai divi viļņu gaļumi λ_1 un λ_2 , ar nelielu diferenci $\Delta\lambda$. Tādu gaismu

piem., dod Bunzena liesma ar *Na*-tvaikiem. Šādas gaismas spektrā ir divas intensīvas līnijas dzeltenā daļā ar viļņu garumiem $\lambda_1 = 5896 \text{ \AA}$ un $\lambda_2 = 5890 \text{ \AA}$; tā tad viļņu garumu diference ir tikai $\Delta\lambda = 6 \text{ \AA}$. Frekvenču skalā tas ir $\nu_1 = 5,088 \cdot 10^{14}$, $\nu_2 = 5,093 \cdot 10^{14}$ un $\Delta\nu = 0,005 \cdot 10^{14}$. Šo divu viļņu dotās gredzenu sistēmas klājas viena otrai pāri un tā, ka vietām viņu maksimumi summejas, vietām vājina viens otru. Šī summešanās un vājināšanās atkārtojas periodiski. Tā *Na*-gaismas gredzenu sistēmā novērojama jauna periodicitāte, kuŗu nosaka abu gaismas komponentu frekvenču diference. Te ir gluži tas pats, ko novērojam ar diviem skaņas viļņiem, kuŗi viens no otra maz atšķiras (I, § 183.): viņu amplitudu summešanās un vājināšanās rada kopejā skaņas efektā periodisku pastipriņāšanos un pavājināšanos, ko mūsu auss uzņem kā sitienu. Šādi paši, tikai «optiski sitieni» ir arī *Na*-gaismas Ņutona gredzenos redzamie intensitātes maksimumi un minimumi. «Sitienu» būs jo retāki, jo mazāka būs diference $\Delta\lambda$.

Ne tikai reflektētā, bet arī cauri ejošā gaismā Ņutona gredzeni ir redzami. Tikai parasti viņi ir vājāki par reflektētās gaismas gredzeniem. Kā viegli saprast, gredzeni caurejošā gaismā būs reflektētās gaismas gredzeniem komplementāri, t. i. ja kāds *n*-tais gredzens reflektētā gaismā būs gaišs, tad *n*-tais gredzens caurlaistā gaismā būs tumšs, vaj atradi.

§ 367. Interferometri. Interferences parādības izmantotas daudzu vērtīgu optisku instrumentu — tā saucamo interferometru konstrukcijā. Kā šo instrumentu tipiskāko priekšstāvi vispirms aprakstīsim Jamin'a (Žamēna) interferometri. Viņa schema dota zīm. 98. Uz kopeja solida metala pamata uzmontētas divas vienāda biezuma un cik spējams planparalelas plātes dažu desmitu cm^2 lielumā. Pieņemsim, ka no *A* nāk monohromatiskas gaismas stars un



Zīm. 98.
Jamin'a interferometrs.

krit uz kreiso plati zem leņķa 45° . Pie *B* viņš sadalās divos: starā *BE* un starā *BCDG*. Pirmais reflektejas no kreisās plātes priekšējās, otrs no pakālejās virsmas. Otrā plātē (pa labi) nonākuši, abi stari savienojas atkal kopejā starā *GH*. Ja abas plātes būs pilnīgi viena otrai paralelas, tad abu staru

gaŗums, resp. ceļš no *A* līdz *H* būs pilnīgi viens un tas pats. Viņiem nekādas gāŗumu diferences nebūs, jo pirmā plātē radušos dife-

renci BCD otrā plate pilnīgi iznīcinās (EFG). Bet ja abas plates paralelas nebūs, ceļš GFE nebūs vienads ar BCD , kāpēc otrā plate pirmās plates radīto gājumu diferenci nekompensēs un tapēc pie H nonākušiem, abiem stariem būs zinama gājumu difference. Šī difference, kuŗas lielums būs atkarīgs no leņķa starp abam platem, pie H novietotā acī vaj teleskopā radīs noteiktu interference bilde — noteiktu tumšu un gaišu strīpu vaj gredzenu sistemu. Kādu no šīs sistēmas strīpām varesim fikset teleskopa diegu krustā. Ja nu leņķis starp abam platem mainīsies, mainīsies abu staru gājumu difference un mainīsies arī interference bilde. Leņķa nepārtrauktas maiņas, piem., pieaugšanas gadījumā diegu krustā fiksetā gaišā strīpa pazudīs, viņas vietā nāks nākošā tumšā, tad tās vietā atkal nākošā gaišā u. t. t. Novērotajam liksies, ka visa interference bilde redzes laukā pārvietojas noteiktā virzienā, piem., pa labi. Kad leņķis starp platem būs pieaudzis par zinamu lielumu $\Delta\alpha$, cauri diegu krustam teleskopa redzes laukā būs izgājis zinams interference strīpu daudzums n .

Katrs vilnis $2 \frac{\lambda}{2}$ abu staru gājumu difference interference strīpas pārvietos pa vienu uz priekšu. Tapēc saskaitot šo n , dabūsim to viļņu, resp., pusviļņu skaitu, kas gājumu difference radušies leņķim par $\Delta\alpha$ starp platem pieaugot. Maināmu leņķi starp platem dabū, ja vienu no tām, piem., kreiso uzmontē nekustami, otru — labo — turpreti, uz horizontālas ass, kuŗas pagriezienu var atskaitīt uz riņķa skalas ar gradu (un to daļu) iedaļam.

Ja m i n'a interferometru lieto refrakcijas koeficienta un tā variāciju konstatēšanai un mērišanai. Domāsim interferometru iestādītu tā, ka teleskopa diegu krustā ir, piem., kāda noteikta gaiša strīpa n_0 , piem., pirmā. Nu novietosim stara BE vaj DG ceļā no pētāmā materiāla iztaisītu, ļoti plānu planparalelu plāksnīti, kuŗas refrakcijas koeficientu μ gribam zināt. Tad n_0 -tā strīpa teleskopā pārvietosies, jo nu starp abiem stariem ir nākusi klāt difference μd , ja d ir plāksnītes biezums; tagad diegu krustā stāvēs kāda cita strīpa. Nu griezisim labo spoguļi tā, lai interference bilde nāktu atpakaļ un skaitīsim cauri redzes laukam izgājušās gaišās strīpas. Jā līdz sākuma strīpai n_0 (piem., pirmā) būs pagājušas gaŗam n strīpas, tad tas nozīmē, ka ar plāksnīņu staru ceļā ir bijusi no jauna ienesta gājumu difference $n\lambda$. Tapēc

$$\mu d = n\lambda,$$

no kurienes

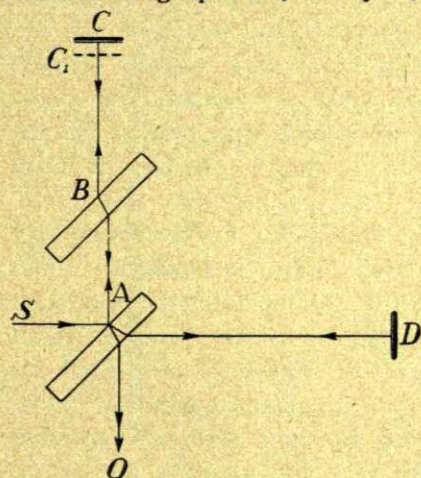
$$\mu = \frac{n\lambda}{d}.$$

Tā zinot λ , izmērot d un saskaitot n , varam atrast μ . Bet arī otrādi: zinot d un μ , varam atrast λ . Tā interferometrs ir daudzām vajadzībām noderīgs instruments.

Sevišķi nepieciešams viņš ir ļoti mazu refrakcijas koeficientu mērīšanā. Ar tādu gadījumu mēs sastopamies gazēs. Kā rāda § 342. tabele, gazem refr. koeficienti ir ļoti mazi, tapēc ar parastām metodēm (prizma) grūti izmērojami. Bet piepildot ar pētamo gazi kādu stikla stobru, kuŗa gaŗums ir l un kuŗa gali noslēgti ar planparaleliem stikliem, un tad šo stobru novietojot J a m i n'a interferometra viena stara ceļā, to var izdarīt ļoti precīzi. Abu planparalelo stiklu iespaidu stobra galos var kompensēt, ja tādus pat divus stiklus novieto otrā stara ceļā. Var rīkoties arī citādi: stara ceļā papriekšu novieto evakuētu stobru un tad fiksē interferences bildi teleskopā. Pēc tam piepilda stobru ar pētamo gazi un griež bildi atpakaļ līdz agrākajam stāvoklim.

Tāpat nepieciešams interferometrs ir refr. koeficienta nelielu variāciju konstatēšanai un mērīšanai. Mainot nupat minētā stobrā gāzes spiedienu, var atrast tā iespaidu uz gāzes refrakciju. Tāpat arī citu faktoru, piem., temperatūras iespaidu uz refr. koeficientu tā viegli un precīzi var atrast. § 342. dotie temperatūras formulas koeficienti ir tā dabūti.

Zīm. 99. rāda M i c h e l s o n'a (Maikels'n) interferometru. A ir no mugurpuses ļoti vāji apsudrabota stikla plate. Uz viņu no



Zīm. 99.

Michelson'a interferometrs.

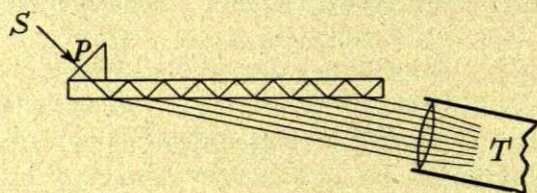
avota S zem leņķa 45° krit gaismas stars SA . Pie A viņš sadalās divos: viens — reflektētais — iet uz spoguļi C , otrs — cauri platei — uz spoguļi D . Abi spoguļi D un C ir šiem stariem perpendikulārī, kapēc stari pēc refleksijas nāk pa agrākīem ceļīem atpakaļ. Pie A stara DA viena daļa iet uz S , otra reflektejas uz novērotāja aci O . Tāpat no spoguļa C atpakaļnākošais stars pa daļai reflektejas (uz S), pa daļai iet platei cauri un nonāk aci O . Šiem aci nonākušiem stariem var būt zinama gājumu diference, atkarībā no ceļu gaŗumiem $ADDO$ un $ACCO$, un tā kā

abi stari cēlušies no viena un ta paša avota, tad viņī tur var dot interferences bildi. Šo bildi var pēc patikas mainīt, mainot abu staru

gājumu diferenci. Tas panākams griežot mikrometrisku skrūvi, uz kuņas uzmontets spogulis C , ar to tad spogulis C platei A ļoti pakāpeniski tuvinas vaj no tās attālinas, no ka mainas arī stara AC garums. Stara AC ceļā ir vēl otra plate B — pilnīgi vienāda ar plati A . Ta vajadzīga lai izlidzinātu to gājumu diferenci starp abiem stariem, kas ceļas no ta, ka stars $SADAO$ ir gājis cauri plates A biezumam 3 reizes, turpreti stars $SACAO$, ja plates B nebūtu, tikai 1 reizi. Kad plate B ir norādītā vietā, stars AC , iedams turp un atpakaļ, iet viņai 2 reizes cauri. Tā acī nonākušiem stariem ir tikai ta gājumu difference, kas ceļas no spoguļu D un C nevienādiem atstātumiem no A , resp. no spoguļa C mikrometriskās pārvietošanās (piem., stāvokli C_1).

Ar savu interferometru Michelson's realizēja Maxwell'a ideju par metra standartizešanu. Kā gaŗuma mēru vienību, kas nekad savu lielumu nemaina un kas viegli reproducējama, Maxwell's bija ieteicis kādas noteiktas monochromatiskas gaŗsmas viļņa gaŗumu. Ar savu interferometru Michelson's atrada, ka Internacionālā Birojā, Parizē, uzglabātā metra etalons satur sevī 1553163,6 kadmija sarkanās līnijas viļņa gaŗumus (I, § 5.). Tapēc šī metra etalona zušanas gadījumā viņu varetu atjaunot ar ļoti lielu precizitāti.

Kā beidzamo atzīmesim Lummer-Gehrke's interferometru. Ta galvenā daļa ir stikla vaj kvarca plate, kuņas sāni ir cik spējams paraleli viens otram, t. i. plates biezums ir viscaur vienāds un plates virsmas pilnīgi līdzenas, (zīm. 100.). Parastais plates gaŗums ir ap 10—12 cm. P ir maza, uz plates uzcementeta taisna



Zīm. 100.

Lummer-Gehrke's plate.

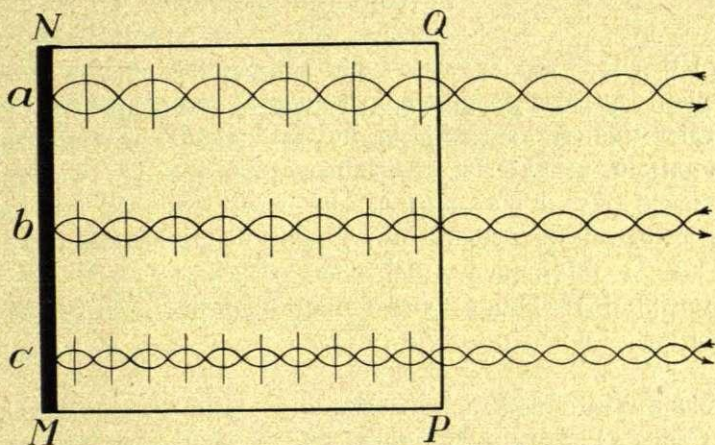
leņķa prizma, pa kuņu gaŗsmas stars ieiet platē, neko no savas intensitātes nezaudejot. Platē nonācis stars vairākkārt iekšēji reflektējas, dodot vairākus, ļoti slīpi no plates ejošus un paralēlus starus uz ārieni.

Starp ikkatriem no šiem stariem ir noteikta gājumu starpība. Teleskopā T ienākuši viņi dod noteiktu un asu interferences bildi. Šī bilde ir gaišu un tumšu riņķu sistēma, kas āreji līdzīga Ņutona gredzenim, bet pēc būtības no tiem atšķiras. Šie ir tā sauktie Haidinger'a riņķi. Ja kritošā gaŗisma ir divu vaj vairāku tādu monochromatisku gaŗsmu maisījums, kuņu viļņu

gaumi maz atšķiras viens no otra, interferometrā redzamā riņķu sistēmā rodas «sitieni», no kuriem var spriest par viļņu gaumu starpību. Tapēc daudzas spektralās linijas, piem., dažas dzīvsudraba spektra linijas, kas pat ļoti spēcīgos parastos spektrometros izskatas kā viena, L u m m e r - G e h r k e ' s platē sadalās vairākās komponentēs. Tā šāda plate ir arī i n t e r f e r e n c s p e k t r o s k o p s. Plati nostāda starp kolimatoru un teleskopu kā kuŗu katru citu dispersijas ierīci (prizmu, režģi, sk. § 358) spektrometrā.

§ 368. **Optiskie stāvviļņi. Krāsu fotografija.** I. § 168. bija runa par mehāniskiem stāvviļņiem, kas rodas tur, kur reflektētie viļņi interferē ar krītošiem. Reflektējoties no kādas sienas vaj kāda cita blīvāka apvidus, vilnis zaudē pusi no sava gauma, kas nozīmē, ka starp reflektēto un krītošo vilni ir fāzu diference 180° . No abām viļņu virknēm tad izveidojas viena — stāvviļņu virkne ar cilpām (blīzumiem) un regulāri sekojošiem mezgliem, pie kam atstātums starp diviem mezgliem ir pusvilnis.

Ja gaisma ir sinusoidālu viļņu virkne, tad sagaidāms, ka arī tā, reflektēdamās no kāda optiski blīvāka apvidus, dos stāvviļņu sistēmu ar cilpām un mezgliem, pie kam atstātums starp diviem sekojošiem mezgliem būs atkarīgs no viļņa gauma. Un tiešām — zināmos apstākļos to arī novērojam. To ilustrē zīm. 101.: *MN* ir spogulis, uz kuŗa krīt trīs viļņu virknes — sarkanā gaisma (*a*), zilā (*b*) un



Zīm. 101.
Optiskie stāvviļņi.

violetā (*c*). No tā rodas trīs stāvviļņu sistēmas. Katrā no šīm sistēmām gaismas vektora maksimums ir cilpās; mezglos, turpreti, ir gaismas minimums. Tapēc, ja *NQPM* ir fotografiskās plates gaismas-

jūtīgais slānis, kas cieši piekļaujas spogulim MN , viņā bromsudrabs reducējas sudrabā tikai cilpās, bet mezglos paliek nereducēts. Ja

nu plati attīsta, tanī rodas regulāros $\frac{\lambda}{2}$ atstātumos stāvoši un spo-

guļa virsmai paraleli sudraba slāņi. Sarkanās gaismas vietās (a) slāņi stāv tālāki viens no otra, zilās gaismas vietās (b) tuvāki un violetās vietās (c) vēl tuvāki viens otram. Ja uz šādu slāņu sistemu slīpā virzienā krit gaismas stars S (zīm. 102.), katrs no tiem darbojas kā

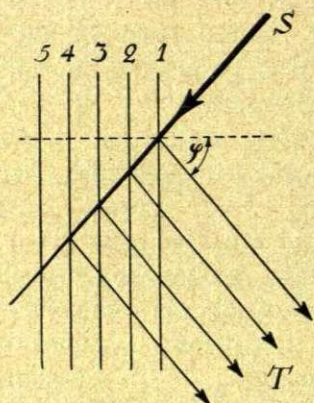
spogulis un daļu no krītošā stara reflektē mūsu aci T . Tā kā starp reflektētiem stariem ir noteikta gājumu diference, kas atkarīga no atstātuma d starp slāņiem, tad viņi mūsu aci interferē un dod gaismas efektu, kas atkarīgs no tā samēra, kādā stāv krītošās gaismas viļņa garums pret staru gājumu diferenci, t. i. pret atstātumu starp slāņiem. Gaismas efekts aci būs

maksimumā, ja $\lambda = 2d$, t. i. ja $\frac{\lambda}{2} = d$;

pie cita samēra reflektētā gaisma būs vāja. Bet tas nozīmē, ka slāņi visintensīvāki reflektēs taisni tos viļņus, no kuriem slāņi cēlušies. Tapēc, ja uz minētā kārtā apstrā-

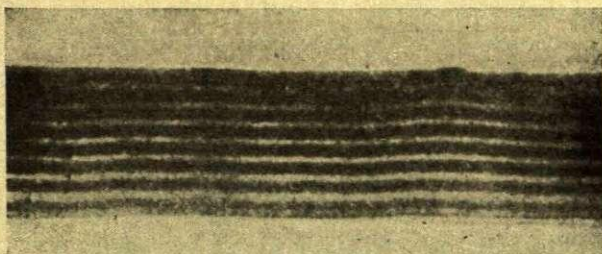
dato plati slīpā virzienā krit balta gaisma, tad no tām vietām, kas pirms plātes attīstīšanas bija apgaismotas ar sarkanu gaismu, praktiski reflektēsies tikai sarkanā gaisma, no tām vietām, kas bija apgaismotas ar zilo gaismu, reflektēsies tikai zilā gaisma u. t. t. Tā plāte reflektētā gaismā būs **k r ā s a i n a**. Ja plāte ar spoguļi būs bijusi novietota fotografiskā kamerā un objektīvs uz tās būs metis kādu **k r ā s a i n u** bildi, piem., dabiskās krāsās, tad tādās pat krāsās redzesim plati reflektētā gaismā pēc attīstīšanas. Ar to būsīm ieguvuši **k r ā s a i n u** fotogrāfiju.

Še aprakstīto pajēmienu krāsaino fotogrāfiju iegūšanai ir rādījis franču fiziķis G. L i p p m a n n's. Kā spoguļi aiz plātes viņš jē dzīvsudrabu, kas ieliets speciāli būvētā kasetē tā, ka tas cieši piekļaujas gaismas-jūtīgam plātes slānim; plātes stiklis stāv pret objektīvu. Parastās komerciālās fotoplātes savas rupjās struktūras dēļ fotogrāfešanai krāsās maz noderīgas, kapēc jālieto speciāli šim nolūkam taisītās. Aprakstītā kārtā dabūtās krāsainās fotogrāfijas dažreiz sauc



Zīm. 102.

ari par Lipmaņa fotografijām. Zīm. 103. rāda kādas fotografijas jūtīgā slāņa struktūru, kāda ta redzama mikroskopā; plate ir bijusi apgaismota ar zaļo dzīvsudraba līniju, kuņas viļņa garums ir 5461 Å.



Zīm. 103.

Krāsainas fotografijas mikrostruktūra.

Kā viegli saprast, Lipmaņa fotografijas nevar kopēt, resp. pavairot; tas ir viņu trūkums. Tomēr visur tur, kur vajadzīgs kādu pārejošu krāsainu notikumu vai kādu krāsainu bildi, piem., kādu spektru fikset un uzglabat vēlākam laikam, Lipmaņa fotografija ir vērtīgs sasniegums. Gan jāpiezīmē, ka ilgāku laiku uzglabat var tikai speciāli tam nolūkam taisītas plates.

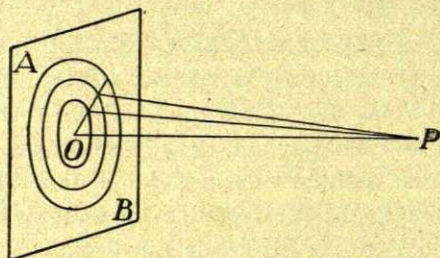
Difrakcija.

§ 369. Huygens'a princips. Fresnel'a zonas. Runājot par gaismas interferenci, mēs vairāk interesējamies par pašu superpozīcijas faktu — par to, kas notiek diviem vai vairākiem stariem kopā sanākot, bet atstājam pie malas jautājumu par to, kas notiek paša stara izplatīšanās ceļā, piem., kāda šķēršļa tuvumā, kam stars iet garām. Ar šiem jautājumiem saistas dažas interesantas un daudziem nolūkiem vērtīgas optiskas parādības; to apraksts būs mūsu tuvākais uzdevums.

Domājot gaismu kā eteŗa viļņus, Huygens's ir devis viņa vārdā pazīstamo gaismas izplatīšanās interpretāciju; par to jau bija runa § 338. Huygens's pieņem, ka gaisma, stara virzienā iedama, iet no punkta uz punktu tā, ka katrs iepriekšējais punkts ir nākošā punkta ierosinātājs. Tapēc arī kādas noteiktas viļņa frontes S_1 (zīm. 15.) tiešais radītājs ir ne gaismas avots, bet tai bezgalīgi tuvā iepriekšējā fronte S . Bet šai interpretācijai ir dažas

grūtības ceļā. Vispirms nesaprotami ir tas, ka viļņa fronte iet tikai uz priekšu, bet ne atpakaļ. Tiešam: ja S_1 ir to elementaro sferu aptverošā virsma, kas rodas ap virsmas S punktiem, tad S var tikpat labi būt arī virsmas S_1 punktu aptverošā virsma, kāda iemeslu dēļ fronti S varetum domāt cēlušamies no frontes S_1 , t. i. varetum sagaidīt, ka gaisma ies ne tikai no avota, bet arī uz to atpakaļ. Otrs iebildums pret Huygens'a principu varetu būt tas, ka no ta viedokļa raugoties gaismai kāda šķēršļa tuvumā vajadzētu iet ne taisnā virzienā, bet lieties ap to apkārt, jo ja jau katra nākošā viļņa fronte ir cēlusies no iepriekšējās, tad arī šķēršļa virsma var kādā mirkli būt par šādu iepriekšēju fronti, no kuŗas tad gaismas stari var iet arī ģeometriskā ēnā; tā gaisma ietu ne vairs taisnā virzienā. Tas arī bija Nūtona arguments pret Huygens'a ondulācijas teoriju, kad viņš tās vietā lika savu emisijas teoriju (§ 333.). Pats Huygens's šos iebildumus nevarēja atspēkot. To izdara Fresnel's pag. g. simteņa sākumā rādot, ka iebildumi atkrit, ja gaismas izplatišanos aprakstot neaizmirstam interference parādības. Blakus tam ar laiku kļuva zinams, ka Huygens'a interpretācijā paredzētā gaismas apliekšanās ap šķēršli, resp. neasā ģeometriskā ēna ir patiess fakts, tikai parastos apstākļos grūtāki novērojams.

Fresnel'a gaismas izplatišanās interpretācijas izprašanai domasim (zīm. 104.) AB kā lidzenu viļņa fronti. OP ir fronteī perpendikulars stars, P tas punkts, kuŗā mēs šīs frontes iespaidu gribam atrast. Apzīmesim $OP = \rho$.



Zīm. 104.
Fresnel'a zonas.

Ap punktu O vilksim koncentriskus riņķus tā, lai katrs nākošais (ārejšais) stāvētu no P

taļak, nekā iepriekšējais, par $\frac{\lambda}{2}$,

kur λ ir frontes AB viļņa gaŗums. Tad pirmā riņķa atstātums no P

būs $\rho + \frac{\lambda}{2}$, otrā $\rho + 2 \frac{\lambda}{2}$,

trešā $\rho + 3 \frac{\lambda}{2}$ etc. Ar to visa viļņa fronte AB būs sadalīta koncentriskās gredzenveidīgās joslās — Fresnel'a jeb Huygens'a z o n ā s. Aprādītā kārtā konstruetas, tās visas izrādas ar vienu un to pašu virsmas laukumu un proti $\pi \rho \lambda$. Katra no šīm zonām punktā P dos savu gaismas iespaidu, kas būs tieši proporcionāls tās virsmas

laukumam $\pi p \lambda$ un preteji proporcionals tās attālumam no P . Bet tā kā šis attālums aug līdz ar zonas numuru (1, 2, 3, 4 no O rēķinot), tad katras nākošās zonas efekts ir mazaks par iepriekšējās efektu. Apzīmesim pirmās (centralās) zonas efektu ar m_1 , otrās ar m_2 u. t. t. Tad punktā P visi šie efekti summesies kopejā efektā $S = m_1 + m_2 + m_3 +$; ta būs rinda, kuŗā katrs nākošais loceklis būs mazaks par iepriekšējo. Bet tā kā katra nākošā zona

ir par $\frac{\lambda}{2}$ tālak par iepriekšējo, tad katram kādas iepriekšējās zonas staram varesim atrast tādu staru nākošā zonā, kurš būs par to par $\frac{\lambda}{2}$ garāks. Tapēc katru divu blakus gulošu zonu iespaidi uz P būs preteji; tas nozīmē, ka ja augšējā rindā m_1 liksim pozitīvu, tad m_2 būs negatīvs, m_3 atkal pozitīvs, m_4 negatīvs u. t. t., t. i

$$S = m_1 - m_2 + m_3 - m_4 +$$

Ta ir lēni konverģejoša (saejoša) rinda ar n locekļiem, ja n ir zonu skaits. Schuster's ir rādījis, kā dabūt šādas rindas summu. Attiecīgi grupējot pārskaita un nepārskaita locekļus, var pierādīt, ka

$$S = \frac{m_1}{2} + \frac{m_n}{2},$$

t. i., var atrast, ka punktā P novērotais efekts ir pirmās zonas puses un pēdējās zonas puses dots. Kad n ir ļoti liels, $\frac{m_n}{2} = 0$ un tapēc

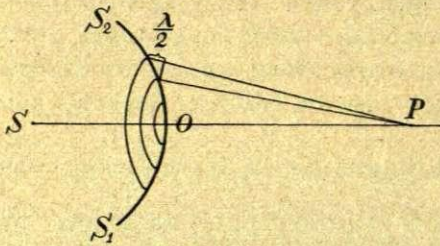
$$S = \frac{m_1}{2}.$$

Tā tad visas frontes iespaids reducejas uz pirmo puszonu, t. i. apgaismojums punktā P ir tads, itkā visas frontes AB vietā stāvētu tikai pirmās zonas puse.

λ ir mazs lielums, tapēc arī $\pi p \lambda$ ir mazs. Piem., liekot $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm un $p = 2m = 200$ cm, dabujam $\pi p \lambda = 3,14 \cdot 5 \cdot 10^{-5} \cdot 2 \cdot 10^2 = =$ ap 0,3 hv. mm. No ta redzam, ka praktiski visa punktā P nonākusi gaisma ir itkā no punkta O un nevis virsma AB nākusi. Tā gaisma ir gājusi taisnā virzienā.

Viļņa fronti AB mēs domajām līdzenu tikai vienkāršības pēc Bet nav grūti saprast, ka tāpat varesim rīkoties arī sferiska viļņa

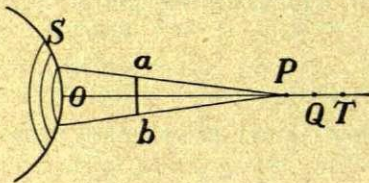
gadījumā (zīm. 105.). Ari te tālako (malejo) zonu efekti punktā P kļūs arvien mazaki, kapēc beidzamās zonas puses efekts būs 0; tā paliks tikai pirmās (centralās) zonas pirmās puses (ap O) efekts.



Zīm. 105.

Sferiskas virsmas zonas.

tots ripas veida šķērslis ab . Piejemsim, ripa ir tik liela un tā novietota, ka aizsedz tikai pašu centralo zonu (zīm. 106.). Tad pēdējās gaismas līdz punktam P nenokļūs. Tomēr pie P gaismas būs novērojama; to dos otrās zonas pirmā puse, kuŗas iespaidu punktā P agraki kompensēja centralās zonas otrā puse. Šis gaismas intensitate



Zīm. 106.

Difrakcija ap ripu.

novērojama tāda pat gaismas, kāda tur būtu, ja staru ceļā ripas nemaz nebūtu, citiem vārdiem: gaismas būs itkā ap ripu apliekusies. Šis ir gaismas difrakcijas tipisks piemērs.

Kā viegli saprast, tas pats notiks tad, ja ripa aizsegs abas — kā pirmo, tā arī otro zonu, jo tad nekompensēta paliks trešās zonas pirmā puse; arī trešās zonas attālums no P būs gandrīz tāds pats kā pirmajai un otrajai zonai, tapēc arī tās dotās gaismas intensitate (ne faze) būs tāda pat kā pirmajai un otrajai.

Tā tas ir punktā P , bet citādi kādā tālakā punktā, piem., Q . Viņā nonāk ne tikai otrās zonas pirmās puses iespaids, bet arī daļa no pirmās zonas otrās puses iespaida. Interferēdami un ar pretejam fazem būdami, šie iespaidi kompensēsies, kapēc Q apgaismo-

§ 370. Difrakcija ap šķērslī. Difrakcija no malas. Ar pag. § skicēto zonu metodi var aprakstīt dažus interesantus gadījumus, kuŗos gaismas, iedama gar kādu šķērslī, novēršas no sava taisnā ceļa. Kā pirmo apskatīsim to, kad sferiska monochromatiska viļņa ceļā novie-

maz atšķirsies no pirmās zonas gaismas intensitates, jo abas zonas ir gandrīz vienādā attālumā no P ; tikai tās faze būs preteja pirmās zonas fazei. Tomēr uz apgaismojumu punktā P tas iespaids nekādu neatstās, jo apgaismojums ir proporcionāls amplitudes kvadrātam (§ 335.), tā tad no tās zīmes neatkarīgs. Tapēc pie P būs

jums varēs klūt ļoti mazs: te būs tumša. Aiz Q būs atrodams kāds cits punkts T , kurā sanāks pirmās un tresās zonas iespaidi; ar vienādām fazem būdami, šie iespaidi summēsies un tapēc te būs gaisma. Pēc tam nāks atkal kāds punkts ar pretejiem, tad atkal ar summētiem iespaidiem. No tā redzams, ka apgaismojums aiz ripas būs ne vairs vienmērīgs, bet gan kā gaismas maksimumu un minimumu rinda. Viegli arī saprast, ka ja pie P noliksim ekranu, tad arī uz viņa uzvertais apgaismojums nebūs vienmērīgs: centrā (pie P) būs gaišs punkts, ap to nāks tumšs gredzens, tad atkal gaišs gredzens, kam sekos atkal tumšais, u. t. t. Gaišos gredzenus dos stari ar vienādām, tumšos — ar pretejam fazem. Tā uz ekrana rāsies difrakcijas bilde, kādu dod gaismas ceļā novietota ripa. Bildes centrs ir spilgts; perifērijas virzienā kontrasti starp gaišiem un tumšiem gredzeniem paliek arvienu vājāki, līdz beidzot pāriet vienmērīgā apgaismojumā.

Aprakstīto parādību var novērot ar santīma gabalu, novietojot to tumšā istabā ap 5 metri atstātu no papē ekrana ar nelielu caurumiņu, ko no otras puses apgaismo ar saules vai cita kāda intensīva avota gaismu. Ja tad tāpat 5 metri atstātu no santīma gabala otrā pusē novieto aci, var santīma ripas centrā redzēt spilgtu gaismas punktu; tāpat spilgti apgaismota ir viņa ārejš mala.

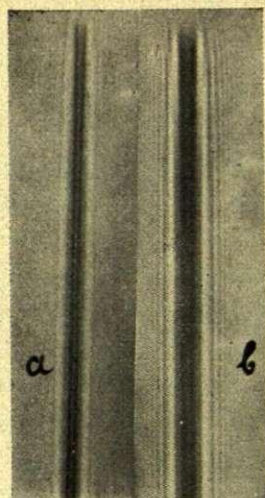
Gaišā punkta iespējamību necaurspīdīgas ripas vidū bija jau agrāki tīri teoretiski paredzējis P o i s s o n's. Nezināms, ka tas tiešām arī tur redzams, viņš šinī slēdzienā redzēja gaismas viļņu teorijas nederīgumu. Tomēr A r a g o vēlāki parādīja, ka taisni otrādi — tas ir šīs teorijas spilgts pierādījums.

Kā nākošo difrakcijas piemēru jēsim difrakciju ap kādu ļoti tievu šķērsli, piem., matu vai tievu drāti, ko apgaismo šaura sprauga. Spraugai cauri ejošā viļņa fronte ir cilindriska. Arī to varam sadalīt F r e s n e l'a zonās, tikai tagad tās būs ne gredzenveidīgas, bet spraugas, resp. šķērslim paralelas joslas. Ja tievā drāts aizsegs tikai pirmo (centrālo) zonu, gaismu dos otrā zona; tapēc arī tagad drāts centrā redzesim gaismu — tā būs gaiša švitra pa drāts gaļumu. Ja drāts ir tik resna, ka tā aizsedz kā pirmo, tā arī otro zonu, gaismu drāts ēnā dod trešā zona. Tā jo resnāka ir drāts, jo tālakās zonas dod gaismu viņas ēnā. Bet tālakās zonas ir arī vājākas; tapēc gaišo švītru šķēršļa ēnā mēs redzam tikai tad, ja tas nav pārk resns.

Centrālāi gaisai švītrā drāts ēnā vēl pievienojas citas, kuļas kā interferences maksimumi rodas no tiem malu stariem, ko dod drāts

apgaismotā periferija. Tas jo labi redzams zīm. 107., kas reproducē divas adatas ēnas fotografijas*). Adatas smailā galā gaišā (centralā) švītra ir plataka nekā resnakās vietās. Kreisais uzņēmums (*a*) taisits baltā, labais (*b*) — monochromatiskā gaismā.

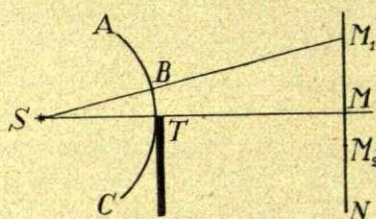
Interesants ir sekošais eksperiments. Uz ekrana projecejam šauras spraugas attēlu un tad pa ceļam gaismas staru kūlim novietojam kādu šķērsli, kas ir tik plats, ka tikko aizsedz spraugas attēlu.



Zīm. 107.

Difrakcija ap adatu.

tode rāda, ka malas *T* radītie traucējumi gaismas plūsmā dod uz ekrana pavisam citu apgaismojuma sadalījumu.



Zīm. 108.

Difrakcija no malas.

Tad līdz ekranam gaisma nenonāk. Bet ja nu staru ceļā novieto mazu sareniti, tās attēls kļūst redzams, pie kam tas ir gaišs uz tumša fona. Gaismas stari ap sarenes sajiem «apkārt liekdamies» iet garām šaurajam šķērslim.

Kā tālako difrakcijas piemēru jemsim to gadījumu, kad monochromatiska gaisma iet garām kādai bezgalīgi garai un līdzenei «malai», piem., naža asmenim. *S* (zīm. 108.) ir apgaismota gaŗa sprauga, perpendikulara zīmējuma plāksnei, bet paralela malai *T*. Tad *ABTC* ir spraugas dotā cilindriskā viļņa virsma (fronte), *N* — ekrans. Domājot gaismu izplatamies taisnā virzienā, zem *M* varetum sagaidīt pilnīgu ēnu, virs *M* — vienmērīgu apgaismojumu. Bet *Huygen's*a princips, resp. zonu metode

Lai to saprastu, domāsim cilindrisko fronti *AC* sadalītu pusviļņu zonās, kas kā paralelas joslas stiepjas līdztekus malai *T*. Apakšējās zonu puses būs aizsegta, kapēc punkts *M* saņem gaismu tikai no zonu augšējām pusēm. Aiz ša iemesla viņā būs tikai puse no agrākā apgaismojuma. Ja pirmās zonas dotā amplitude ir a_1 ,

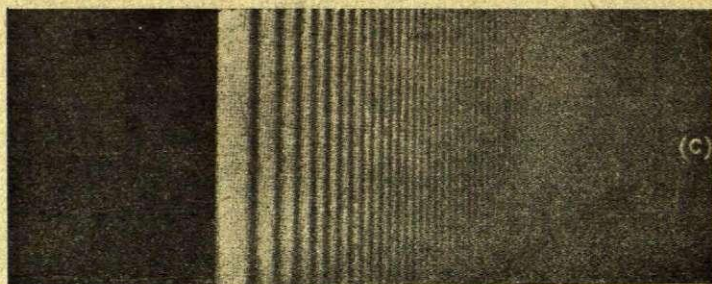
tad tagadējais apgaismojums punktā *M* ir $\frac{a_1^2}{4}$. Bet arī tie ekrana

* Par šo uzņēmumu pateicos J. Fridrichsona k-gm.

punkti, kas atrodas zem M , sajems gaismu. Gan kādā tuvākā punktā, piem., M_2 pirmās zonas puses iespaids nenonāks, jo tai priekšā būs mala T , bet toties tur nokļūs otrās zonas augšējās daļas iespaids, kas proporcionāls $\frac{a_2^2}{4}$. Vēl dziļāki ēnā gulošie punkti arī dabūs gaismu, tikai no tālakām zonām nākošo. Tā redzam, ka malas T dotā ēna uz ekrana būs ne pilnīga; tanī būs arī gaisma iespiedusies. Līdz ar to gaisma būs ap malu T itkā apliekusies; tā būs difrakcija no malas. Gan saprotams, ka jo dziļāki kāda vieta būs ēnā, jo viņas apgaismojums nāks no tālakām un vājākām zonām, kāpēc tas arvienu kļūs vājāks. Tā gaisma gan ēnā iespiedīsies, bet tomēr ne pārāk dziļi.

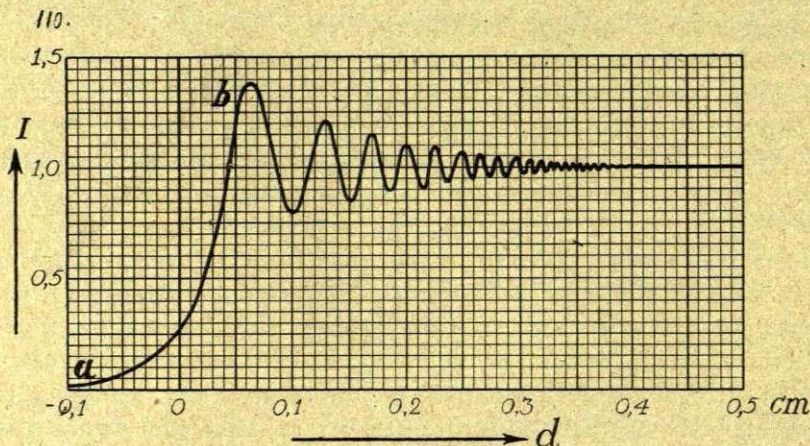
Bet mala T iespaido arī gaismas sadalījumu virspus «ģeometriskās ēnas» robežas TM . Domāsim kādu punktu M_1 uz ekrana un viļņa fronti AC sadalīsim paralelās zonās tā, lai centrālā zona būtu pie B . Tad augšpus B visas puszonas ir brīvas un neaizsegta, leļpus B , turpreti, tām ceļā stāv mala T . Pirmās punktā M_1 varetu dot vienmērīgu un nepārtrauktu apgaismojumu, kas gan būtu tikai $\frac{1}{4}$ no ta apgaismojuma, kāds tur būtu bez malas T . Bet nu šām zonām piebiedrojas arī malas neaizsegtās zonas starp B un T , pie kam, ja pirmās neaizsegtās puszonas efektu punktā M_1 domāsim kā pozitīvu, tad otrās zonas puses efekts būs negatīvs, trešās puszonas efekts atkal pozitīvs u. t. t. Tapēc apgaismojums punktā M_1 būs atkarīgs no ta, cik starp B un T būs palicis neaizsegtu puszonu. Ja šis skaits ir nepāru skaitlis, apgaismojums ir intensīvs, jā pāru skaitlis — apgaismojums ir vājš. No ta redzam, ka ejot no M pa ekranu augšup, mēs sasniegsim vietas, no kurām starp B un T būs redzamas zonas nepāru skaitli; tanis vietās būs intensīvs apgaismojums. Aiz šādām vietām nāks vietas, no kurām neaizsegtās zonas redzesim pāru skaitli; tur būs vāja gaisma. Tā ekrans «ģeometriskās ēnas» tuvumā nebūs vis vienmērīgi un nepārtraukti apgaismots, bet gan ar gaismas maksimumiem un sekojošiem minimumiem. Maksimumi būs tur, kur viļņa frontes brīvās daļas AB dotajam apgaismojumam klājas pāri apgaismojums, ko dod apakšējās (starp B un T) neaizsegtās puszonas nepāru skaitli, minimumi — kur apakšējās puszonas viena otras efektu kompensē un kur paliek tikai samērā vājais frontes AB efekts. Šo maksimumu un minimumu sistēma kā gaišas un tumšas joslas stiepjas paraleli malai T ; ta ir difrakcijas bilde «no malas». Ja ekrana vietā noliek fotografisku plati, šo bildi

var fikset. Tāda ir reproduceta zīm. 109. Kā redzams, «ģeometri- skās ēnas» tuvumā maksimumi un minimumi ir tālaku viens no otra; jo tālāki no ēnas robežas, jo bilde ir saspiestāka. Līdz ar to bildes «intensitate» pamazam kritas, līdz beidzot pāriet vienmērīgā ap- gaismojumā.



Zīm. 109.
Difrakcija no malas.

Zīm. 110. grafiski attēlots apgaismojuma sadalījums ap «malu». I dod gaismas intensitati uz ekrana, kas novietots $1m$ atstātumā no malas; d — atstātums starp maksimumiem un minimumiem. Likā linija ab atbilst «ēnai» — zem līnijas TM zīm. 108.. Kā redzam,



Zīm. 110.
Difrakcijas grafika.

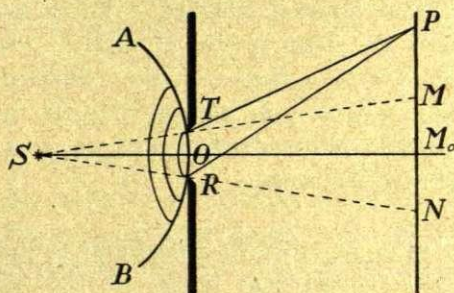
$I = 0$ nevis pie M , kur $d = 0$, bet gan ap 1 mm zem M . Pie b ir pirmais (centralais) maksimums, kam seko vesela rinda citu. Arvienu vājāki kļūdami, viņi beidzot saplūst kopā vienmērīgā

apgaismojumā. Tas notiek apm. 4 mm atstātumā no «geometrikās ēnas» robežas. Tas rāda, ka visa difrakcijas bilde atrodas ap 5 mm platā intervalā. Tapēc viņas studēšanai ekrana vietā ir izdevīgi nostādīt mikroskopu, kuŗā dabujam tās palielinātu attēlu.

Aprakstītā parādība novērojama ar monochromatisku gaismu, kam ir noteikts viļņa gaŗums λ . Kā viegli saprast, difrakcijas bildes lielums katram viļņa gaŗumam būs savs: jo gaŗaks vilnis, jo plataka bilde, jo tad ari zonas ir lielakas. Tapēc baltas gaismas gadījumā uz ekrana dabūsim ne vienu vien, bet vairakas difrakcijas bildes — katram viļņa gaŗumam savu. Guldamās viena aiz otras, šīs bildes dos krāsainus maksimumus, pie kam tuvaki bildes centram būs violeto, tālaki — sarkano maksimumu malas. Kur difrakcijas bilde ir šauraka — t. i. tālaku no centra, šie krāsainie maksimumi gulstas viens otram pāri, kapēc apgaismojums te pāriet vienmērigā; tapēc ari ar monochromatisku gaismu difrakcijas bilde ir lielaka un asaka nekā ar baltu gaismu dabūtā.

Tāpat viegli saprotams, ka lai difrakcijas bilde būtu skaidra, gaismas avotam, t. i. spraugai S (zīm. 108.) jābūt ļoti šauram, jo plats gaismas avots ir tas pats kas vairaki, viens otram blakus nostādīti šauri avoti. Katrs no tiem dod savu difrakcijas maksimumu un minimumu sistemu, kas viena otrai pāri klādamās dod izplūdušu, vienmērigu apgaismojumu. Itin labu spraugu dabū ar asu naŗa galu uz labi tumša fotografiska negatīva strīpu ievēlnot.

§ 371. Difrakcija no cauruma un no spraugas. Ja gaismas staru kūļa ceļā novietotā šķēršļa mala rada staru gaitā traucējumus — difrakciju, tad sagaidāms, ka tas pats notiks gaismai ejot cauri ekranā ietaisītam caurumam. No visiem te iespējamiem gadījumiem apskatīsim divus: gaismas difrakciju apaļā un četrstūrīnā caurumā.



Zīm. 111.

Difrakcija no cauruma.

Pirmo gadījumu ilustrē zīm. 111. No S nākdams, monochromatiskas gaismas sferisks vilnis noiet līdz ekranam, kuŗā ir caurums RT . Sferisko viļņa fronti pie ekrana atkal sadalam zonās; to lielums būs atkarīgs no atstātuma OM_0 . Ja ekrana nebūtu, apgaismojumu punktā M_0 dotu pirmās (centralās) zonas puse. Domasim

Ja ekrana nebūtu, apgaismojumu punktā M_0 dotu pirmās (centralās) zonas puse. Domasim

caurumu RT pirmās (centralās) zonas lielumā. Tad ja atstātums OM_0 ir tāds, ka līdz M_0 nonāk tikai pirmās zonas gaisma, apgaismojumu dod visa pirmā zona (jo otrā, kas agrāk pusi pirmās kompensēja, tagad ir aizsegta). Tapēc tagad apgaismojuma intensitāte punktā M_0 ir četrreiz lielāka kā bez ekrana. Ja caurumā novietojas pirmā un otrā zona, to iespaidi attiecīgā punktā uz līnijas OM_0 ir viens otram preti vērsti, kapēc tur ir gaismas minimums (tumsa). Ja no jemtā ass punkta būs redzamas trīs zonas, gaisma atkal būs maksimumā u. t. t. Tā tad ejot pa OM_0 uz priekšu un atpakaļ atradisim punktus, kuŗos gaisma būs maksimumā un punktus ar gaismas minimumu.

Ja domatais punkts būs ne uz ass OM_0 , bet piem., starp M_0 un M , tam dažu zonu, piem., trešās un pārejo augšējās malas būs aizsegtas, dažu nākošo, piem., ceturtās, piektās u. t. t., apakšējās malas atkal atsegtas. Šīs brīvās un atsegtās zonu daļas interferēdamas dos apgaismojumu, kuŗa intensitāte būs atkarīga no punkta atrašanās vietas. No ta redzams, ka ejot no M_0 uz M , dabūsim vietas ar stiprāku un arī vietas ar vājāku apgaismojumu. Pirmās dos ap M_0 gaišus, otrās — tumšus gredzenus. Tā pa caurumu izgājušais staru kūlis dos uz ekrana ne vienmērīgu apgaismojumu MN , bet gan gaišu vaj tumšu punktu pie M_0 un ap to tumšu un gaišu gredzenu sistemu. Gredzenu platumu un atstātumu būs atkarīgs no jemtās gaismas viļņa garuma uu cauruma radiusa. Baltas gaismas gadījumā gaišo gredzenu sistēma būs krāsaina.

Visi punkti ārpus laukuma MN , kā piem., P , atrodas ģeometriskā ēnā. Bet tomēr arī līdz tiem gaisma nokļūst. Te varam domāt divus starus TP un RP , kas var nākt kā no vietas ar vienu, tā arī vietas ar dažādām fazēm. Atkarībā no atstātumu diferences $RP - TP$, punktā P būs gaisma vaj tumsa. No ta redzam, ka arī cauruma ģeometriskā ēnā būs redzami gaiši un tumši gredzeni. Ta būs difrakcijas bilde no cauruma.

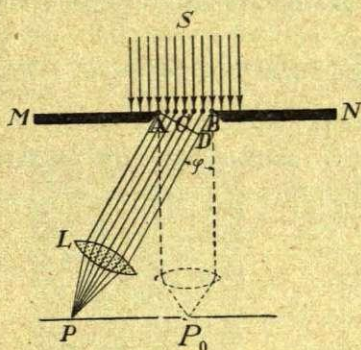
Ja caurums RT ir tik mazs, ka viņā ietilpst tikai neliela pirmās zonas daļa, gaismais laukums MN tāļu ieplūst ēnas telpā, jo tad tālu no M_0 ir tās vietas, no kuŗām atsedzas nākošās zonas pretejas fazes puse. Tas nozīmē, ka tad gaismas laukumam MN nav noteiktas robežas. No ta ir redzams, ka, piem., gribēdami ar tumšo kameru (§ 334.) sasniegt lielāku bildes asumu, mēs nedrīkstam viņas caurumu O taisīt pārāk mazu.

Lai aprakstīto difrakciju varetu novērot, caurumam jābūt mazam, pārejiem lielumiem (atstātumiem), turpreti, lieliem. Tas redzams no sekošā sakara, kas dabujams no zīm. 105.: ja r ir cauruma radiuss, a avota un b — ekrana atstātums no viņa, tad pāru skaitļu zonu gadījumā

$$\frac{r^2}{2} \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{a} \right) = n \lambda,$$

kur λ ir gaismas viļņa garums, n — vesels skaitlis. No ta nāk, ka pie $n = 1$, $\lambda = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ (dzeltenā gaisma), $a = 100 \text{ cm}$ un $b = 100 \text{ cm}$, $r = 0,17 \text{ cm} = 1,7 \text{ mm}$. Izdevīgi ir r jemt vēl mazaku, bet a un b — lielākus; tad mazāks varēs būt n .

Otrais, praktiski svarīgais difrakcijas gadījums ir difrakcija no četrstūrainas spraugas. Ari šim gadījumam varetu gaismas avotu dot mat spraugas tuvumā novietotu, tā tad viļņa fronti sferisku, resp. cilindrisku. Tomēr vienkāršības pēc labāki jemt gaismas avotu tālu no spraugas, t. i. viļņa fronti līdzenu. Tāds gadījums schematizēts zīm. 112.. MN ir ekrans, kuŗā ietaisīta ļoti šaura un bezgalīgi gaŗa sprauga AB , uz kuŗu no augšas kriŗ paraleli stari S . Tad problems ir līdzīgs pag. § aprakstītam: difrakcija no divam tuvu novietotām malam A un B ; tapēc viņu varetu ari līdzīgā kārtā atrisināt. Bet drīzāki pie mērķa nokļūsim ejot citu ceļu.



Zīm. 112.

Difrakcija no spraugas.

No kāda punkta P raugoties spraugā redzesim zinamu zonu skaitu. Šo zonu kopejais efekts punktā P ir tas pats, kas visu to staru kopejais efekts, ko dod spraugas AB atsevišķie (etera) punkti un ko ar lēcu L savācam kopā.

Šis kopefekts izteiksies zinamā apgaismojumā punktā P . Punktā P_0 stariem nekādas fazu, resp. gājuma diferences nav; tapēc te to atsevišķie efekti summejas un te ir gaismas maksimums. Punktā P , turpreti, sanākušie stari ir ar gājumu diferenci, ka lielums atkarajas no ta leņķa φ , kas ir starp šo slīpo un kritošo staru virzienu. Slīpā kūļa malejiem stariem AP un BP šī diference ir $\delta = BD$. Ja ta ir

tāda, ka $\tan \frac{\lambda}{2}$ ietilpst divas reizes, t. i. ja $\delta = BD = \lambda$, tad visu

kūli AB var sadalit divos kūlišos: AC un CB ; Pirmā kūliša staru gājumu diferences būs starp $0 - \frac{\lambda}{2}$, otrā kūliša diferences starp

$\frac{\lambda}{2} - \lambda$. Tad katram pirmā kūliša staram var atrast pretimstāvošu

staru otrā kūlītī tā, ka gājumu diference starp tiem ir $\frac{\lambda}{2}$; tapēc katru

šādu divu staru efekts punktā P tad būs 0, līdz ar to tāds pat arī visa kūļa AB efekts: punktā P būs tumsa. Ja gājumu diference $\delta = BD$ ir tāda, ka viņā pusvilnis ieiet 3 reizes, tad kūli AB varam sadalit trijos kūlišos: pirmā staru gājumu diferences atradisies

starp 0 un $\frac{\lambda}{2}$, — otrā kūlišu staru diferences starp $\frac{\lambda}{2}$ un $\frac{2\lambda}{2}$ un

trešā — starp $\frac{2\lambda}{2}$ un $\frac{3\lambda}{2}$. Pirmie divi kūliši viens otra efektu punktā

P iznīcina, bet trešais paliek; tas dod punktā P gaismu. Tāpat varam rīkoties, ja malejo staru gājuma diferencē BD pusvilnis ietilpst 4, 5 u. t. t. reizes. Kā redzams, ja tas viņā ietilps pāru skaitļu reizes, punktā P būs tumsa, ja nepāru skaitļu reizes — gaisma. Tā

tad gaisma būs tad, kad $\delta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$ un tumsa, kad $\delta = 2n \frac{\lambda}{2}$.

Bet δ ir atkarīgs no φ . Tiešam: no trīsstūra ABD , kurā $\angle DAB = \varphi$, redzam, ka $\delta = DB = AB \sin \varphi$. Tapēc gaisma būs tanis punktos P , uz kuriem ejošie stari veidos ar kritošiem tādus leņķus φ , kas apmierina vienādību

$$AB \sin \varphi = (2n + 1) \frac{\lambda}{2},$$

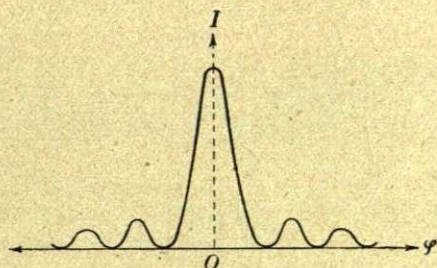
un tumsa tanis punktos, kur būs vietā

$$AB \sin \varphi = 2n \frac{\lambda}{2}.$$

Tā tad ejot no P_0 uz vienu vai otru pusi, sastapsim tumšas un gaišas vietas. Ja preti spraugai nostādisim ekranu, uz ta dabūsim gaismas maksimumu un minimumu seriju. Centrā, kur $\delta = 0$ — pie P_0 , — būs maksimums; no viņa pa kreisi un pa labi stāves pirmie minimumi ($n = 1$), aiz tiem maksimumi ($n = 2$), tad atkal mini-

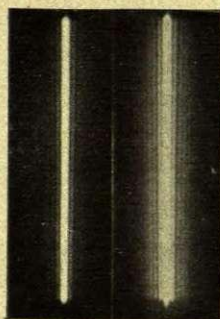
mumi etc. Ta būs spraugas dotā difrakcijas bilde. Centralais maksimums būs visspilgtākais, nākošie vājāki. Tas redzams no augšā dotās konstrukcijas: pirmo maksimumu dod centrālā kūļa trešdaļa, otro — piektdaļa etc. Tas grafiski attēlots zīm. 113., kurā abscissu virzienā jēmi leņķi φ , ordinātu virzienā — gaismas intensitāte I .

Labu spraugu dabū, ja uz veca, labi tumša fotografiska negatīva ar asu nazi uzvelk šauru strīpiņu. Turot spraugu pie acs un skatoties uz kādu attālaku spilgtu un šauru gaismas avotu (otru spraugu), var ap to redzēt difrakcijas joslas. Ja gaisma ir balta, joslas ir krāsainas. Tas saprotams, jo kā no augšējām izteiksmēm redzams, katrs viļņu gaņums dod savu maksimumu sistemu. Lielākiem λ atbilst lielāki φ ; tapēc katrs maksimums ir krāsains, pie kam viņu sarkanās malas ir no centra tālāk, violetās — centram tuvāki.



Zīm. 113.

Zīm. 114. rāda kādas spraugas difrakcijas bildes reprodukciju baltā un monochromatiskā gaismā.



Zīm. 114.

Difrakcija no spraugas.

§ 372. Vairākas spraugas. Difrakcijas režģis. Zīm. 115. rāda divu spraugu gadījumu. Abas spraugas AB un CD ir ar vienādu platumu a un atstātumā b viena no otras. Katra no šīm spraugām dos uz ekrana savu difrakcijas bildi — savu maksimumu un minimumu sistemu. Bet klādamās viena otrai pāri, šīs sistēmas dos kopīgi vienu jaunu maksimumu un minimumu sistemu. Viegli saprast, ka šī pēdējā būs nekas cits, kā abu spraugu kūļu I. un II. interferences rezultāts. Kā redzams no zīmējuma, kūļu gājumu difference ir tāda pat kā gājumu difference starp viņu malejiem stariem A un C ; pēdējā ir

$$\delta = CK = (AB + BC) \sin \varphi, \text{ t. i.}$$

$$\delta = (a + b) \sin \varphi.$$

Tapēc tanis ekrana vietās, kur

$$(a + b) \sin \varphi = 2n \frac{\lambda}{2},$$

būs gaisma, tanis, turpreti, kur

$$(a + b) \sin \varphi = (2n + 1) \frac{\lambda}{2},$$

būs tumsa; n te ir 1, 2, 3,

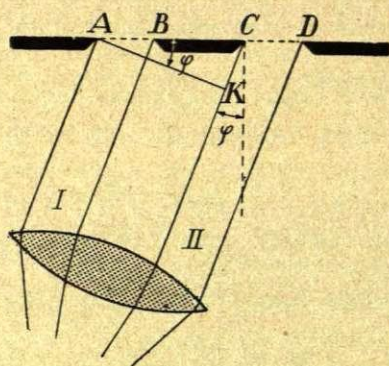
No divu spraugu gadījuma varam tālak pāriet uz praksē svarīgo vairaku spraugu gadījumu. Spraugas domāsim visas vienādā platumā un vienados atstājumos vienu no otras (ekvidistantas). Ari te katra no tām dos uz ekrana savu difrakcijas bildi, kas interferedamas dos vienu kopeju maksimumu un minimumu sistemu. Te notiekošais elementārā ceļā grūti aprakstams. Analizejot viņu analitiski, var atrast, ka spraugu skaitam pieaugot, galīgi paliekošo maksimumu skaits kļūst arvienu mazaks, paši maksimumi toties intensīvaki, šauraki un asaki. Pirmais — centralais — visgaišākais maksimums ir pašā bildes centrā — tieši preti spraugam. Aiz viņa pa labi un kreisi nāk nākošie ($n = 1$), tad otrie maksimumi ($n = 2$), tad trešie ($n = 3$), ceturtnie ($n = 4$) u. t. t. Zīm. 116. rāda gaismas intensitatu grafikas atkarībā no spraugu daudzuma. Kā redzam, spraugu skaitam pieaugot daži maksimumi kļūst jo sevišķi spilgti; citi, to starpās, gandrīz galīgi izzūd.

No sacītā redzams, ka ja šādai spraugu sistēmai ies cauri monochromatiska gaisma ar viļņa garumu λ , aiz tās uz ekrana vaj kādas lēcas fokālā plāksnē dabūsim zināmās vietās novietotus šaurus maksimumus, kas nav nekas cits kā jemtās gaismas avota attēli. Ja avotam ir spraugas, resp. «linijas» veids, tad dabūtie maksimumi arī būs «linijas». Pirmā linija (aiz centralās) būs tur, kur

$$\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{a + b}, \quad (n = 1)$$

otrā — kur

$$\sin \varphi_2 = \frac{2\lambda}{a + b}, \quad (n = 2)$$



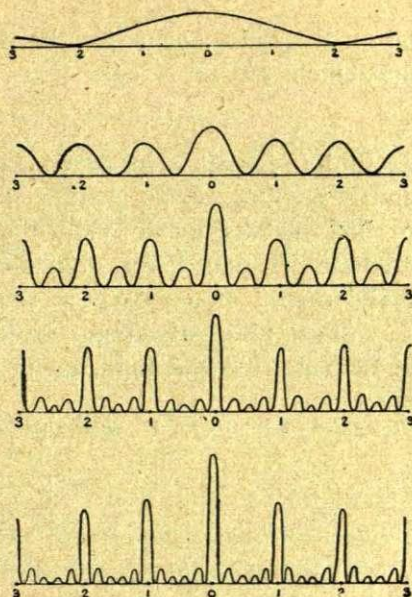
Zīm. 115.
Divas spraugas.

trešā, kur

$$\sin \varphi_3 = \frac{3\lambda}{a+b}, \quad (n=3)$$

u. t. t. Izmērojot φ_1 , vaj φ_2 , vaj φ_3 un zinot $a+b$, varam izrēķināt λ : Tā šāda spraugu sistēma var noderēt monochromatiskas gaismas viļņa garuma mērīšanai.

Ja spraugam cauri ejošā gaisma nav monochromatiska, bet salikta no divam vaj vairākām, ar viļņu garumiem $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ u. t. t., tad katra no komponentem dos savu maksimumu seriju, kas viena otrai blakus guldamiēs katru no maksimumiem pataisīs krāsainu. Tāpat kā vienas spraugas gadījumā, arī te katrā maksimumā garāko viļņu maksimumi stāvēs ārpusē, īsāko viļņu maksimumi iekšpusē (rēķinot no centralā, kas visiem viļņu garumiem būs kopejs). Tā katrs maksimums būs jemtās saliktās gaismas spektrs. Katrai šā spektra komponentei $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ etc. stāvēs preti savs leņķis $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ etc. Izmērojot pēdejos, varesim izrēķināt arī attiecīgos λ . Tā jemtā spraugu sistēma varēs noderēt par spektrometru — spektru dabūšanai un viļņu garumu mērošanai. Tādu viņu optikā arī plaši lieto un sauc par optisko jeb difrakcijas režģi.



Zīm 116.

Režģus taisa divejadi — no stikla un no metala. Pirmā gadījumā uz spoguļa stikla ar asu dimantu savelk cik spējams daudz ekvidistantu vadziņu. Kad uz sādu savagotu stiklu krīt gaisma, tā iet cauri tikai neaiztiktām vagu starpām; pašas vagas, turpreti, to difuzi izklaidē uz visām pusēm. Tā te spraugai atbilst vagu starpa. Metala režģus taisa kā «refleksijas» režģus: vagas velk uz gluda metala spoguļa; ja gaisma no tāda reflektejas, viņa nāk tikai no ekvidistantām vagu starpām, jo pašas vagas to atkal izklaidē.

Difrakcijas režģim ir vairaki spektri: pie $n = 1$ pirmais, pie $n = 2$ otrais u. t. t. Tos sauc par pirmās, otrās, trešās u. t. t., kārtas spektriem. Teorija un novērojumi rāda, ka divu spektrālu liniju atdalīšana dažādu kārtu spektros ir dažāda. Tiešam — ja divam linijam ar viļņu garumiem λ_1 un λ_2 uzrakstam

$$n \lambda_1 = \varepsilon \sin \varphi_1$$

$$n \lambda_2 = \varepsilon \sin \varphi_2,$$

kur n ir spektra kārtas skaitlis un $\varepsilon = a + b$. — tā saucamā «režģa konstante», tad no ta nāk

$$n (\lambda_1 - \lambda_2) = \varepsilon (\sin \varphi_1 - \sin \varphi_2):$$

abu liniju leņķiskais atstātums, ko mēro $\sin \varphi_1 - \sin \varphi_2$, ir proporcionāls spektra kārtas skaitlim n . Tā tad jo augstaka ir spektra kārta, jo viņš plataks un jo vairak atsevišķās linijas viņā viena no otras atdalītas. Tapēc kādu divu ļoti tuvu gulošu liniju atdalīšanai ir izdevīgi operēt ar augstakas kārtas spektru.

Divu liniju atstātumu kādā noteiktas kārtas (n) spektrā noteic ne tikai n . Teorija rāda, ka ja par režģa atdalīšanas jeb separācijas spēju sauksim lielumu $\frac{\lambda}{d\lambda}$, kur $d\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, tad

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{Nn}{2};$$

N te ir visu režģi ievilkto spraugu kopskaits. Tā tad arī no režģa lieluma, resp. no spraugu skaita divu liniju atstātums spektrā ir atkarīgs.

Kā piemēru jemsim Na spektra dzelteno D -liniju. Kā jau bija teikts, ta patiesībā ir divu liniju D_1 un D_2 «dublets»; vienai viļņa garums ir $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$, otrai $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$. Abu liniju atstātums ir $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 6 \text{ \AA} = 6 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Tas ir tik mazs lielums, ka ar parasto vienas prizmas spektrometru viņu konstatēt nevar, tapēc tādā instrumentā abas linijas izliekas kopā stāvam. Ari ne kurš katrs režģis abas linijas vares atdalīt, bet tikai tāds ar zināmu spraugu (vagu) daudzumu N . Liekot $d\lambda = 6 \text{ \AA}$, $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ (videjais starp λ_1 un λ_2), otrās kārtas spektrā dabūjam

$$N = \frac{2\lambda}{2d\lambda} = \frac{\lambda}{d\lambda} \sim 1000.$$

Tā tad lai Na dubletu otrā spektrā sadalītu, režģa liniju kopskaitam jābūt ne mazākam par 1000.

Kārtas skaitlim n katrā režģī ir zinama robeža, pāri kurai iet nevar. Tapēc arī režģa atdalīšanas spēja ir aprobežota. Tam ir divi iemesli. Vispirms tas, ka augstākās kārtas spektri vienmēr ir vājaki. Teorija un arī novērojums rāda (skat. zīm 115.), ka spektra intensitāte krit proporcionāli viņa kārtas skaitļa kvadrātam. Tā tad otrās kārtas spektrs ir 4 reizes, trešās 9 reizes u. t. t. vājaks par pirmās kārtas spektru. Otrkārt, sava lielā platuma dēļ augstāko kārtu spektri sāk klāties viens otram pāri un tapēc viens otru iznīcina. Šo divu iemeslu dēļ režģi vairāk par 4—6 spektriem parasti nav redzams.

Režģa formula

$$n \lambda = \varepsilon \sin \varphi$$

rāda, ka viņa konstantei ε ir jābūt zināmās robežās. Liekot, piem., $n = 1$, dabūjam

$$\frac{\lambda}{\varepsilon} = \sin \varphi.$$

Tā kā $0 < \sin \varphi < 1$, tad arī

$$0 < \frac{\lambda}{\varepsilon} < 1.$$

Tā tad režģa konstantei jābūt salīdzināmai ar mērojamā viļņa garumu: viņa nedrīkst būt ne pārāk liela, ne arī pārāk maza. Bet absolūtos skaitļos izteikta viņa ir maza, jo mazs ir gaismas viļņa garums. Piem., liekot $\frac{\lambda}{\varepsilon} = \frac{1}{4}$, kas atbilst pirmās kārtas spektram pie $\varphi = 15^\circ$, un $\lambda = 5000 \text{ \AA} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, dabūjam $\varepsilon = 4\lambda = 2,0 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$. Tas nozīmē, ka uz viena milimetra novietojas ap 500 režģa konstantu, tā tad arī tik pat daudz spraugam tur jābūt. No tā redzams, ka laba un spēcīga režģa izgatavošana nav viegls uzdevums, jo jāņem vērā, ka visām uzvilkām vagam tiešām jābūt ekvidistantām un vienādām. Ja pie tam vēl gribam lielu N (piem., 5 cm), tad saprotams, ka savilkst uz 5 cm pilnīgi vienādas un ekvidistantas vadziņas tā, lai uz katra milimetra to būtu 500, ir komplicēts darbs. Ar roku tas nav izdarams, bet gan ar visai precīzu dalāmo mašīnu. Bet arī tad jāņem vērā daudzi apstākļi; piem., temperatūras maiņa u. c. Mašīnas temperatūrai tikai par $0,1^\circ$ paceļoties, uzvilkto vadziņu atstātums būs jau citāds un tāds režģis nederēs. Tapēc mašīnai jāstrādā gluži automatiski, jo cilvēka ķermeņa klātbūtne var radīt nejaugas un nekontrolējamas tempera-

turas svārstības. Prakse rāda, ka laba režģa izgatavošana prasa vismaz 6×24 stundas, un arī tikai tad, ja viss norisinās kārtīgi, ja, piem., darba vidū dimants, ar kuŗu vagas metalā velk, nenolūzt vaj nesašķiebjas. Tādā gadījumā, saprotams, viss darbs jāsaņ no gala. Tapēc labi režģi ir ļoti dārgi. Vislabākos režģus ir taisījis amerikāņu fiziķis Rowland's; tie arī pazīstami viņa vārdā.

Optiķis šīs režģa izgatavošanas grūtības sajūtu visai stipri, ja nebūtu iespēja samērā viegli taisīt režģu kopijas. To var panākt, piem., fotografiskā ceļā, jo arī režģa fotografija ir ekvidistantu «spraugu» sistēma. Parasti lietotās Rowland'a režģa kopijas ir ar apm. 14000 spraugām uz 1 collas, t. i. apm. 560 spraugām uz 1 milimetra.

No sacītā redzams, ka katru pietiekosi labu režģi var lietot spektrometriskām vajadzībām, piem., spektrālo līniju viļņu garumu mērīšanai. Tam nolūkam viņu montē uz spektrometra galdīņa (prizmas vietā), no muguras puses apgaismojot ar kolimatora spraugas paralelo staru gaismu. Ar teleskopu, kuŗā ievilkts diegu krusts, vispirms fiksē centrālo («balto») maksimumu (φ_0), pēc tam uzmeklē vajadzīgo, piem., trešo. Teleskopa stāvokļu diference, grādos izteiktā, dos vajadzīgo φ_3 režģa formulai $3\lambda = \varepsilon \sin \varphi_3$. Lielākas precizitātes labā ieteicams φ_3 atskaitīt kā pa labi, tā pa kreisi no centrālā maksimuma vietas un tad jemt videjo.

Režģim kā spektroskopijas instrumentam, salīdzinot ar prizmu, ir vairākas priekšrocības. Kā galvenā minama tā, ka viņa spektrā nekur nav anomalās dispersijas, bet gan vienmēr stara novēršanās no taisnā ceļā ($\sin \varphi$) ir viļņu garumam proporcionāla. Tā tad difrakcijas spektrs ir no režģa materiāla neatkarīgs. Difrakcijas spektru bieži sauc par normālo spektru.

Augšējā difrakcijas aprakstā vienkāršības labā bija pieņemts, ka kritošie stari ir režģa plāksnei perpendikulāri. Tā var rīkoties stikla režģa gadījumā. Ja režģis ir no metāla («refleksijas režģis»), gaisma uz viņu jālaiž slīpā virzienā. Ja staru krišanas leņķis ar režģa plāksnes normāli dod leņķi θ , tad gaismas maksimumi ir atrodami pie tādiem leņķiem φ , kam vietā ir sakars

$$n\lambda = \varepsilon (\sin \theta + \sin \varphi).$$

Normāla kritiena gadījumā (kā augšā) $\theta = 0$ un $n\lambda = \varepsilon \sin \varphi$.

Spektrometrā gaismas stari pirms režģa (kolimators) un pēc ta (teleskops resp. fotokamera) iet cauri vairakām lēcu sistemam. Stiklis ir transparents ne visiem, bet tikai redzamās gaismas viļņiem. Īso viļņu — ultravioleto — gaismu stiklis absorbē, tapēc tās spektra dabūšanai jalieto citu materialu lēcas, piem., kvarca vaj fluorita. Rowland's ir rādijis, ka lietojot ieliektu (konkavu) metala režģi var pavisam iztikt bez lēcam: pats režģis darbojas kā ieliekts spogulis, fokusejot spektralās linijas savā fokalā plāksnē (uz fotografiskās plates). Saproams, ari redzamās gaismas spektra daļā šāds konkavs režģis ir lietojams.

§ 373. X-staru difrakcija. Kristalu struktura. Pag. §§ aprakstītās difrakcijas parādības novērojamas redzamā gaismā, kuŗas viŗņa gaŗums ir no 7200—4000 \AA . Bet nav iemesla domat, ka pārejie viŗņi to nevaretu dot, jo kā gaŗie (ultrasarkanie), tā isie (ultravioletie) viŗņi principieli no redzamās gaismas viŗņiem neatšķiras, Par elektromagnetisko viŗņu interferenci jau bija runa agraki (II, § 287.); tāpat sagaidams, ka ari difrakciju viŗi dos. Bet vēl reiz uzsverams, ka difrakcijas režģis kā dispersijas instruments ir noderigs tikai tad, ja viŗņa elementa dimensijas ir salīdzinamas ar jemtās gaismas viŗņa gaŗumu. Tapēc gaŗiem viŗņiem vajadzigs režģis ar lielu, isiem — ar mazu spraugu atstātumu.

Kā būs rādīts § 394., visisakie «gaismas» viŗņi, kas ar optiskām metodem novērojami, ir ultravioletie — Schumann'a vaj ari Lyman'a — viŗņi, to gaŗums ir ap 1000 \AA . Bet jau no pag. gadu simteŗa beigam (1895.) ir pazīstami viŗņi, kuŗu gaŗums ir vēl daudz mazaks; tie ir X-viŗņi jeb Röntgena viŗņi.

Par viŗņu izcelšanos jau teikts II, § 321: viŗi rodas tanī vietā, kur elektrons pēkšņi maina savu ātrumu (nobremzejas). Tas notiek vaj nu elektronam (katodelektronam) atsitoties pret kādu metalu (antikatodu), vaj ari lecot no orbitas uz orbitu atoma iekšienē (II, § 331.). Tad no ta noraujas viŗņa lidzi nestais elektromagnetiskais lauks un kā impulss izplatās apkārteŗjā telpā ar gaismas ātrumu. Ja elektronu ir daudz un nobremzešanās apstākļi ir dažadi, ari impulsu skaits un dažadība ir liela; tad tie sakārtojas noteiktās virknēs — viŗņu virknēs ar zinamiem viŗņu gaŗumiem. Tā ari X-stari ir elektromagnetisko viŗņu spektra daļa.

Bet tad sagaidams, ka viŗnos būs novērojamas tās pašas parādības, kādas pazīstam «redzamā» optikā, piem., regulārā refleksija,

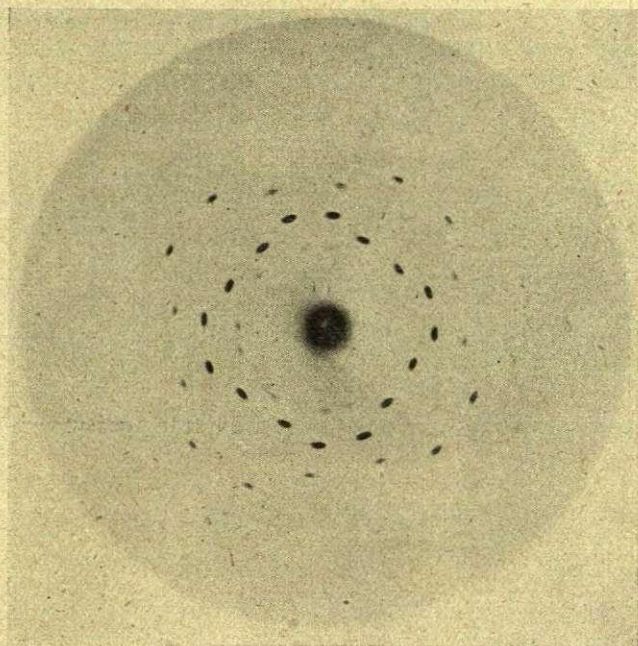
refrakcija, interference, difrakcija. Agrakos eksperimentos, turpreti, neviena no šīm parādībām nebija ieraugama. Gan bija novērojama X -staru refleksija, piem., no metāliem, bet tā bija difuzā, ne regulārā refleksija. Tapēc sāka jau rasties doma, ka X -stari ir ne viļņi, bet kāda cita, varbūt, korpuskularas dabas radiācija, kāda ir, piem., β -stari (II, § 327.). Tomēr viņu izcelšanās apstākļi un arī dažas citas īpašības — piem., tas, ka ne elektriskais, ne magnetiskais lauks to izplatīšanos neiespaido — liecināja par labu elektromagnetiskai viļņu teorijai. Bet tad regulārās refleksijas, refrakcijas u. c., optisko parādību neesamību vareja izskaidrot tikai ar pieņēmumu, ka X -staru viļņu gaņums ir ļoti mazs. Tas tad nozīmē, ka, piem., arī visgludākais spogulis tiem ir pārak nelidzens, jo regulārai refleksijai ir vajadzīgs, lai reflektejošās virsmas nelidzenumi nebūtu lielāki par reflektējamās gaismas viļņa gaņumu. Un tiešām — no dažiem, piem., absorpcijas eksperimentiem vareja taisīt sledzienu, ka X -staru viļņu gaņums ir mērojams ar 10^{-8} cm, t. i., ar dažiem angstromiem. Tā tad, ja X -stari ir viļņi, viņu gaņums ir ap 1000—10000 reizes mazāks par redzamās gaismas viļņu gaņumu. No tā tad arī saprotams, aiz šā iemesla daudzas viņu īpašības var būt citādas kā redzamai gaismai.

Jo labi tas saprotams domājot par difrakciju. Kā bija rādīts pag. §, režģa gadījumā gaismas viļņa gaņumam jābūt salīdzināmam ar režģa elementu. Bet tas tad nozīmē, ka lai dabūtu X -staru difrakcijas spektru, ir vajadzīgs režģis, kuŗa elements būtu 1000—10000 reizes mazāks par optisko režģu elementu. Saprotams — tehniski tādu iztaisīt nav iespējams, tapēc bija skaidrs, ka kamēr nebūs atrasts kāds dabiskais režģis, X -staru difrakcija nebūs konstatējama.

1912. g. M. Lāue nāca uz domām, ka šādu dabisku režģi varetu meklēt kristālos, jo kristālu ārējā forma liek domāt (I, § 74.), ka to būve ir ģeometriski regulāra, t. i. ka molekulas — vaj arī atomi — viņos sakārtoti noteiktā ģeometriskā tīklā. Tas nozīmē, ka kādā noteiktā virzienā atstātums starp diviem struktūras elementiem — atomiem, vaj — pareizāki — ioniem, viscaur kristālā ir viens un tas pats. Tā, piem., $NaCl$ kristālā, kas pieder pie kubiskās sistēmas, atstātums starp ik diviem Na -ioniem vaj Cl -ioniem ir vienāds visu triju perpendikularo asu virzienos. Zinot kristāla molekularo svaru un blīvumu, var šo atstātumu izrēķināt; $NaCl$ gadījumā viņš ir $d = 2,81 \cdot 10^{-8}$ cm. No tā redzams, ka $NaCl$ kristālam ir periodiska

struktura un tāda, kāda atbilst meklejamā *X*-staru režģa strukturai. Ja uz to krit *X*-staru gaisma, katrs ta atoms (ions) daļu no šīs gaismas izklaidedams, pats kļūst par *X*-stara avotu. Šie atsevišķo atomu dotie stari, kādā punktā kopā sanākuši, var interferēt; interferences rezultats būs atkarīgs no staru gājumu diferences. Ja pēdejā pusvilnis ietilpst pāru skaitļu reizes, gaisma būs maksimumā, ja nepāru — minimumā. Tā tad sagaidams, ka *NaCl* kristals varēs noderēt par difrakcijas režģi *X*-stariem.

Šī doma ir izrādījusies pareiza. Tiešam: laižot cauri *NaCl* kristalam šauru paralelu *X*-staru kūliti un preti tam nostādot fotografisku plati, uz pēdejās dabū nevis vienmērīgu apgaismojumu, bet gan gaismas maksimumus un minimumus. Šāda fotogrāfija (saukta *Laue's* diagramma) reproduceta zīm. 117. Tumšais plankums bildes vidū ir tieši kristalam cauri izgājušā stara vieta uz fotografiskās plates; ap



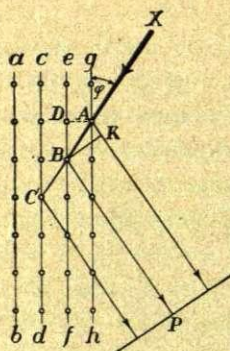
Zīm. 117.

Difrakcija *NaCl* kristalā.

viņu simmetriski novietotie plankumi ir izklaideto staru difrakcijas maksimumi. Bildes simetrija (4-kārtīgā) atbilst *NaCl* kristaliskai simmetrijai (kubiskā sistema).

No sacītā viegli saprast, ka aprakstītā difrakcija būs novērojama ne tikai $NaCl$, bet arī citos kristalos — ja vien to atomarie atstātumi atbildēs jemto X -staru viļņu garumiem.

Kristalā notiekošās X -staru difrakcijas kvantitatīvam aprakstam noder sekošā (*Bragg'a*) metode. ab, cd, ef, gh zīm. 118. apzīmē ekvidistantās «atomu plāksnes» kristalā. Plākšņu atstātums vienai no otras $AD = d$. Uz šo plākšņu sistemu krit stars X , veidojot ar



Zīm. 118.
X-staru difrakcija.

kristala virsmu leņķi φ ; katra no tām daļu kritošās gaismas izklaidēs (reflektēs). Tā kādā virzienā P dabūsim vairākus paralelus «reflektētus» starus, kas nāk no ekvidistantām plāksnēm gh, ef, cd u. t. t. Šo staru kopejā intensitāte būs atkarīga no viņu gājumu diferences. Vienkāršības pēc domāsim P tādā virzienā jemtu, kas ar kristala virsmu (plāksni gh) dod tādu pat leņķi φ ($= \angle KAh$) kā kritošais stars X . Tad gājumu diference starp katriem diviem blakus gulošiem stariem ir $\delta = AB - AK$. Trīsstūrī ABK katets $AK = AB \cos 2\varphi$, jo $\angle BAh = \angle KAh = \varphi$; tapēc

$$\delta = AB(1 - \cos 2\varphi) = 2 AB \sin^2 \varphi.$$

No trīsstūra ADB redzams, ka $AB = \frac{AD}{\sin \varphi}$. Tas dod

$$\delta = 2 AD \sin \varphi.$$

Liekot AD vietā d , rakstam

$$\delta = 2d \sin \varphi.$$

No ta redzam, ka jemtā virzienā P «reflektētā» gaisma būs maksimumā, ja

$$2n \frac{\lambda}{2} = 2d \sin \varphi,$$

t. i. ja

$$n\lambda = 2d \sin \varphi.$$

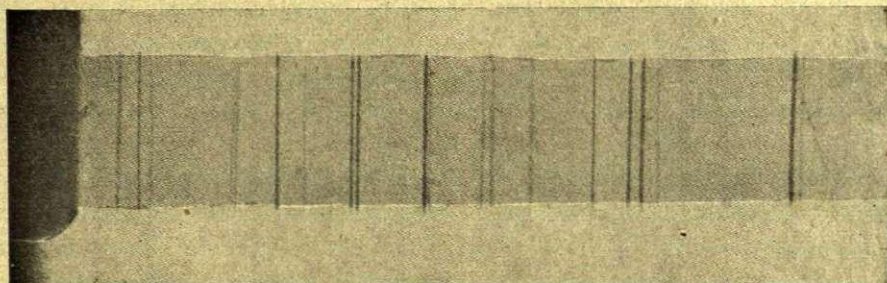
Ja, turpreti, pie dotā λ un $d \sin \varphi$, resp. φ būs citads, «reflektētā» gaisma būs vājaka. Tā tad X -stars no kristala gan var reflekteties, bet tikai tad, ja krišanas, resp. refleksijas leņķis atbilst augšejam sakaram. Ja leņķis φ ir citads, stars — praktiski jemot — nereflektējas.

Ja kritošā staru kūlī būs vairāki viļņu garumi $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$, tad katrs no tiem reflektēsies ar savu leņķi $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots$. Tad

reflektais staru kūlis dos ne vienu vien, bet tik daudz maksimumu, cik viļņu gaŗumu ir kritošā kūlī. Tā reflektejoties no kristala, komplicetais kūlis būs sadalijies savos elementarkūļos: kristals būs kļuvis par ieroci X -staru difrakcijas spektra dabūšanai.

II sējuma § 321. bija dots X -staru izcelšanās apraksts: viņi rodas tur, kur elektrons maina savu ātrumu (piem., nobremzejas). Tā kā uz antikatodu kritošā katodstaru kūlī ir elektroni ar dažādiem ātrumiem un, domājams, dažādi ir arī elektronu nobremzēšanās apstākļi pašā antikatodā, tad sagaidāms, ka dabūtā X -staru kūlī būs viļņi ar dažādiem gaŗumiem. Novērojumi to arī apstiprina: ar kristalu uzņemtais šāda kūļa spektrs aizņem diezgan plašu gabalu. Tas ir X -staru vienlaidus spektrs. Viņa raksturīgā īpašība ir tā, ka pie noteikta potenciāla X -staru lampā (piem., 25 kV) viņam uz iso viļņu pusi ir pilnīgi noteikta un asa robeža. Par to vēl būs runa § 383.

Kopā ar vienlaidus spektru X -stars dod arī linijspektru. Tāpat kā redzamo viļņu optikā, arī te katram antikatoda materialam ir savs noteikts linijspektrs. Zīm. 119. rāda platina linijspektru, kas uzņemts ar vizlas kristalu kā režģi. Viņā viens aiz otra seko pirmais,



Zīm. 119.

Platina X -staru spektrs.

otrais, u. t. t. spektri ($n = 1, 2, \dots$). Pie šī jautājuma mēs atgriezīsimies § 398.

X -staru analīzei vajadzīgs zināt jemtā kristala struktūras elementu d ; tad ar izmērīto φ var izrēķināt λ . Bet var rīkoties arī preteji: jemot kādu noteiktu, monochromatisku X -staru ar viļņa gaŗumu λ un novērojot, zem kāda leņķa φ šis stars reflektejas no nezināmas struktūras kristala, var pēc augšējās formulas izrēķināt šī kristala struktūras elementu un tad arī atrast pašu struktūru. Kā ta ilustrāciju

domasim, piem., $NaCl$ kristalu: reflektejot kādu staru ar viļņa garumu λ no ta sāna plāksnes, kurai indeksi ir (100), dabujam (I spektrā)

$$\lambda = 2d_{100} \sin \varphi_1,$$

no kurienes izrēķinam d_{100} . Plāksne (100) ir kristala dabiskā virsma. Bet kristalu var pāršķelt arī citādi, piem., pa diagonāli (110) un diagonālo plāksni (111). Izmērot, ar kādiem leņķiem šis pats X -stars λ reflektejas no šīm plāksnēm, izrēķinam d_{110} un d_{111} . Tā dabujam $NaCl$ kristala trīs svarīgus struktūras elementus. Kā viegli redzams, ja $NaCl$ -kristāls tiešām ir kubiskās sistēmas kristāls, tad jābūt vieta sakaram

$$d_{100} : d_{110} : d_{111} = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}}.$$

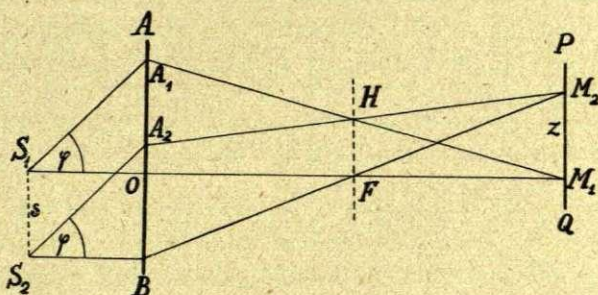
Eksperiments to arī pilnīgi apstiprina, dodot $d_{100} = 2,81 \cdot 10^{-8}$ cm. Ar to tad $NaCl$ piederība pie kubiskās sistēmas ir nepārprotami pierādīta, resp. izskaidrota. Tāpat var rīkoties arī citu (vienkāršāko) kristālu gadījumos.

Ļoti svarīgs ir jautājums — kas ir kristāla īstais struktūras elements: molekula, atoms vai cits kāds indivīds, piem., ions? Arī uz šo jautājumu dod atbildi X -staru analīze. Pētīt ne tikai reflektēto staru leņķus φ , bet arī to intensitātes, vienmēr var taisīt slēdzienu, kādi indivīdi refleksijā (izklaidē) jēmusi dalību. Tā, piem., $NaCl$ gadījumā var atrast, ka plāksnes ar indeksiem (100) un (110) satur abus — kā Na , tā arī Cl indivīdus, plāksnes ar indeksiem (111), turpretī, ir citādas: ja viena satur vienus, piem., Na indivīdus, tad otrā (nākošā) tikai otrs (Cl -indivīdus). Tas rāda, ka $NaCl$ kristāla elementāro kubu virsotnēs ir nevis molekulas, bet gan Na indivīdi pamīšus ar Cl indivīdiem. Šie indivīdi ir Na un Cl i o n i. Tā tad kristāla struktūras elements ir ions, bet ne molekula.

Kā no teiktā redzams, X -stari ir spēcīgs ierocis kristālu struktūras pētīšanā. Ja agrāki par vielas kristālisko uzbūvi vajadzēja spriest tikai pēc tās ārējām kristāliskām formām, tad tagad mēs varam daudz tiešāki šo struktūru izpētīt. Tapēc arī mūsdienu kristalogrāfija, izmantojot X -staru īpašības, ir varejusi spert lielu soli uz priekšu. Līdz ar to stipri pieaudzis pazīstamo kristālisko vielu saraksts, gan, saprotams, uz a m o r f o vielu rēķina: daudzas agrāki par amorfām turetās vielas X -staru analīzē ir izrādījušās par kristāliskām. Turoties pie ieskata par vielas molekulāriem spēkiem un

molekulāro struktūru, kas aprakstīti I, §§ 64, 65., tas arī sagaidāms, jo vielas molekulas, savas simetrijas dēļ, brīvā kopumā var novietoties tikai regulārā konfigurācijā. Tapēc sagaidāms, ka arī tās nedaudzās itkā amorfās vielas (saprotams, cietā apregatstāvoklī), ko tagad vēl pazīstam, arī izrādīsies par kristāliskām.

§ 374. Optisko instrumentu spējas. Ultramikroskops. Beidzot nodaļu par gaismas difrakciju, atzīmesim vēl tās lomu attēlu izveidošanā mikroskopā un teleskopā. Difrakcijas dēļ minēto instrumentu spējam ir liktas zināmas robežas. Lai to izprastu, domāsim lēcu (mikroskopa objektīvu) AOB (zīm. 120.), uz kuru krit gaismas no diviem mirdzošiem punktiem S_1 un S_2 . To dotie aksialie stari S_1O un S_2B saiet punktā F — lēcas pakaļējā fokusā. Paralelie malu



Zīm. 120.

stari S_1A_1 un S_2A_2 krusto lēcas fokālo plāksni kaut kur punktā H . Tā plāksnē FH dabūjam divus gaismas punktus F un H . Pieņemsim, ka S_1 un S_2 pieder vienam un tam pašam gaismas avotam; tas nozīmē, ka stari, kas no tiem nāk, ir koherenti. (sk. § 363). Tadēļ koherenti ir arī stari, kas nāk no punktiem F un H . Uz ekrāna PQ nonākuši, šie stari dos tur interferences bildi. Punkts M_1 un punkts S_1 ir konjugēti punkti, tapēc abu staru $S_1A_1HM_1$ un S_1OFM_1 optiskie ceļi ir vienādi. Tas nozīmē, ka punktā M_1 ir gaismas maksimums; tas ir interferences bildes centrālais maksimums. Tāpat S_2 un M_2 ir konjugēti punkti, tā tad arī punktā M_2 gaismas ir maksimumā. Tas ir pirmais maksimums pēc centrālā. Atstātums starp abiem maksimumiem atrodams tāpat kā atstātums starp maksimumiem *Fresnel*'a spoguļū, resp. biprizmas gadījumā (§ 364):

$$z = \frac{FM_1}{FH} \lambda,$$

ja λ ir jemtās gaismas viļņa garums. Bet $s = S_1 S_2$ ir objekta lielums, $z = M_1 M_2$ ir attēla lielums; $\beta = \frac{z}{s}$ ir lēcas (objektīva) dotais palielinājums. Tapēc

$$s = \frac{1}{\beta} \frac{FM_1}{FH} \lambda.$$

Tas tad ir tas vismazākais lielums, kas var dot divus, vienu no otra atšķiramus interferences maksimumus attēla plāksnē. No ta redzam, ka lai tas tā varetu būt, lēcai jābūt ar zinamu, ne pārak mazu aperturu $A_1 B$, jo tikai tad tās malejie stari varēs jemt dalību attēla maksimumu izveidošanā. Šo aperturu nosaka leņķis φ .

No otras puses, abus gaismas punktus S_1 un S_2 varam uzskatīt kā divas difrakcijas (režģa) spraugas, kas stāv atstātumā s viena no otras. Lai no tādām spraugam virzienā φ gaismu dabūtu, jābūt izpildītam noteikumam

$$\lambda = s \sin \varphi.$$

Bet $\sin \varphi$ nevar būt lielaks par 1; tapēc s nekad nedrīkst būt mazaks par λ . Tas rāda, ka pie dotās aperturas leņķa φ vismazākais, lēcā (mikroskopā) vēl saskatamais atstātums nevar būt mazaks par jemtās gaismas viļņa garumu, t. i., mikroskopā viens no otra ir atšķirami vēl tikai tādi divi punkti, kas viens otram ir ne tuvaki par λ . Redzamās gaismas videjais viļņa garums ir $5 \cdot 10^{-5}$ cm; tas tad būtu parastā mikroskopā vismazākais saredzamais lielums. Patiesībā tas ir vēl mazaks, jo nevienā mikroskopā nav $\sin \varphi = 1$, t. i. $\varphi = 90^\circ$. No ta redzams, ka mikroskopejot parastā gaismā nav nekādu cerību redzet, piem., molekulu (caurmērs 10^{-8} cm). To varetum tad, ja kādreiz izdotos mikroskopijai izlietot X-staru gaismu ($\lambda =$ ap 10^{-8} cm).

Mikroskopa spēju pacelšanai jālieto liela apertūra, jo s un $\sin \varphi$ ir viens otram preteji proporcionāli. Tapēc ir izdevīgi jemt lielaku leņķi φ , kas panākams apgaismojot priekšmetu $S_1 S_2$ no sāniem. Tāpat lietojot imersiju (sk. § 351.) mikroskopa atdalīšanas spējas paliek lielakas, jo ar to lietotās gaismas viļņa garums kļūst mazaks. Tiešam: ja imersijai jemtā šķidrums (ciedereļļas) refrakcijas koeficients ir μ , tad tanī ejošās gaismas viļņa garums ir ne vairs λ , bet gan

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\mu},$$

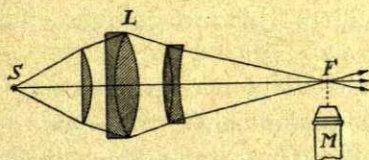
t. i. μ reizes mazaks. Tapēc tad tik pat reizes mazaks drīkst būt arī s . Šo Abbé ievesto pajēmienu mikroskopijā plaši pielieto.

No izteiksmes

$$z = \beta s = \frac{\beta \lambda}{\sin \varphi}$$

redzams, ka jo lielāka ir lēcas apertūra φ , jo mazāks ir z . Tam ir liela nozīme teleskopu konstrukcijā. Ja teleskopa apertūra, t. i. ta objektīva lēca ir maza, tanī dabūtie divi zvaigžņu, resp. divu objektu attēli klājas viens otram pāri, kapēc bilde ir neasa un neskaidra. Instrumentos ar lieliem objektīviem, turpreti, dabū asus zvaigžņu attēlus, t. i. tie viens no otra ir labi atdalīti. Lielajam Jerkas teleskopam objektīva diametrs ir ap 100 cm. Bet te jāpiezīmē, ka teleskopu objektīvu tālākai palielināšanai ir lielas grūtības ceļā. Vispirms grūti dabūt tik lielu stikla gabalu ar vajadzīgo homogenitāti, otrkārt liels objektīvs ir arī smags un tapēc jau pats sava svara iespaidā būdams deformejas, no ka ta radītā bilde ir sakropļota.

Mikroskopa spējai robežas liek jemtās gaismas viļņa garums, t. i. tās difrakcijas parādības, kas norisinās objektīvā. Tapēc tāda objekta struktūra, kas sīkaka par λ , nav vairs saskatama. Bet paša objekta esamību var konstatēt arī tad, ja tas ir daudz mazāks par λ . To panāk liekot gaismai no konstatējamā objekta izkļaidēties. Tāda iekārta redzama zīm. 121. S ir intensīvs gaismas avots, piem., loka lampa, L —lēcu achromatiska sistēma, kas avota S starus sakopo punktā F . Ja šinī punktā atrodas kāds sīks ķermeņītis, tas uz viņa krītošo gaismu izkļaidē, resp. reemitē un kā gaiši mirdzošs punkts kļūst redzams parastā mikroskopā M . Tas ir ultramikroskopa princips. Kā redzams, ultramikroskops ir parastais mikroskops, bet ar intensīvu sāņis-apgaismojumu. Tapēc saprotams, ka objekta struktūras saskatāmība viņā nav lielāka un tāpat ar gaismas viļņa garumu λ aprobežota, kā parastā mikroskopā.



Zīm. 121.
Ultramikroskops.

Ultramikroskopu daudz pielieto bakterioloģijā un koloidālā ķīmijā.

Polarizacija.

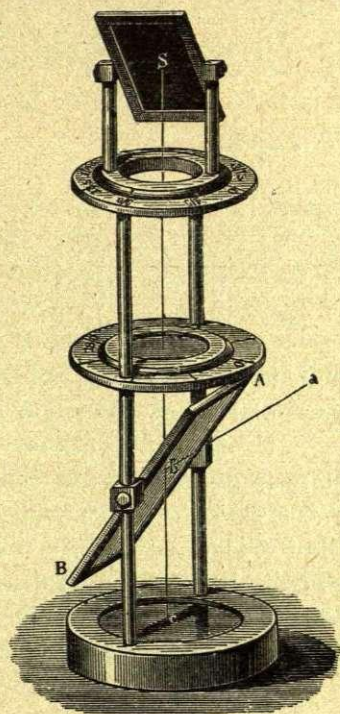
§ 375. **Dabiskā un polarizētā gaisma.** Polarizacija pie refleksijas. Ar interferenci un difrakciju gaismas viļņejādā daba ir pietiekoši noskaidrota. Gaisma ir zinama (elektromagnetiska) periodiska notikuma izplatīšanās elastiskā, resp. kvazi-elastiskā apvidū. Atstātums starp divam šī notikuma vienādām fazem izplatīšanās virzienā ir «viļņa garums»; to nosaka notikuma periodicitate (frekvence) un izplatīšanās ātrums. Bet ir divējādi viļņi: longitudināli un transversāli (I, § 164.). Pirmajos «viļņa vektors» vērsts izplatīšanās virzienā (paralels «staram»), otrajos — izplatīšanās virzienam perpendikulāri (perpendikulārs «staram»). Nu rodas jautājums: pie kādas no šīm grupām pieder gaismas viļņi?

Uz šo jautājumu atbilde būtu paredzama, ja mums būtu kas zinams par gaismas neseja — etera īpašībām. Ja tam būtu cieta apvidus īpašības, gaismas viļņi būtu transversāli. Ja eterim būtu tādas īpašības kā šķidrumam vaj gāzei — viļņi būtu longitudināli. Bet nu par etera īpašībām mēs zinām ļoti maz, patiesībā pat neka nezinām. No otras puses — nav izslēgta varbūtība, ka gaismas viļņi nav ne īsti longitudināli, ne arī īsti transversāli, bet gan kāda cita, mums nepazīstama tipa viļņi. Tapēc augšējā jautājuma atbildi meklejot jāiet eksperimentāls ceļš.

Gan te atzīmejams, ka ne vienreiz vien mums ir bijusi vajadzība meklet analogiju starp gaismas viļņiem un elektromagnetiskiem viļņiem; tādas arī esam vairākkārt atraduši. Bet kā rādīts II, § 287., elektromagnetiskie viļņi ir transversāli viļņi; tapēc sagaidāms, ka tādi pat būs arī gaismas viļņi.

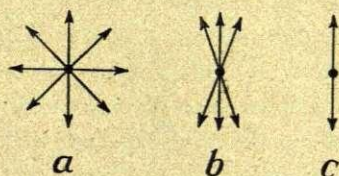
Viena no parādībām, kuŗu studejot dabujam jēdzienu par gaismas dabu, ir refleksija. Jau 1808. g. Malus novēroja, ka ja no kāda nemetāliska, piem., neapsudrabota stikla spoguļa reflektētu gaismu laiž uz otru spoguļi, otrreiz reflektētās gaismas intensitāte atkarajas no abu spoguļa relatīvā stāvokļa, pareizāki — no abu spoguļu krišanas, resp. refleksijas plāksņu stāvokļa: ja abu spoguļu krišanas, resp. refleksijas plāksnes ir paralelas, no otrā spoguļa reflektētā gaisma ir ar normalu intensitāti, ja refleksijas plāksnes ir perpendikulāras, reflektētā gaisma ir vājāka nekā vajadzīgs. Šī

gaismas īpašība labi novērojama ar zīm. 122. attēloto Nörenberg'a aparātu. Metala statīvā iemontēti divi stikla (neapsudraboti, bet no vienas puses ar melnu laku nolakoti) spoguļi, no kuņiem augšējais S var griezties ap vertikālu asi. Ar to spoguļus var nostādīt tā, ka uz tiem krītošo staru refleksijas plāksnes ir paralelas vai perpendikulas, kā zīmējumā. Gaismas stars, reflektējoties no apakšējā spoguļa AB , nāk uz augšējo. Ja abas refleksijas plāksnes ir paralelas (ko dabūjam, ja augšējo spoguļi no attēlotā stāvokļa pagriež par 90° pa labi vai pa kreisi), gaisma reflektējas normali; ja, turpreti, spoguļi stāv kā attēlots, no S reflektētā gaisma ir vāja.



Zim. 122.
Nörenberg'a aparāts.

Šis eksperiments rāda, ka no spoguļa AB vienreiz reflektētā gaisma nav tāda kā «dabiskā», jo pēdējā no S reflektētos neatkarīgi no tā orientācijas. Gaismā, tai no spoguļa reflektējoties, ir radušas pārmaiņas: starā pēc refleksijas radusies itkā asimetrija. Bet pirms refleksijas tas bija simmetrisks. Tas izprotams tikai tad, ja pieņem, ka stara virzienā ejošais gaismas vilnis ir transversāls. To ilustrē zīm. 123., a , kur stars domāts nākam perpendikulāri no papīra plāksnes. Tad starā nākošais «gaismas vektors» tam ir perpendikulārs un simmetriski ap to sadalīts.

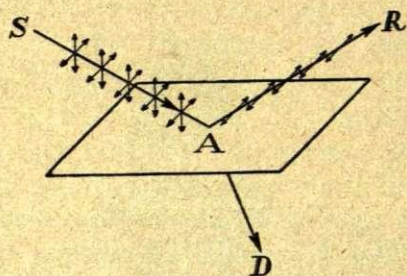


Zim. 123.

Ja tāds stars S krīt uz spoguļi (zīm. 124.), tad krišanas punktā A viena ta vektoru daļa būs spoguļa virsum paralela, otra perpendikulāra. Paralelie vektori pāries reflektētā starā R nemainījušies, spoguļa virsmai perpendikulārie, turpreti, pa daļai ieies spoguļa materiālā un reflektētajam staram R ies zudumā.

No ta saprotams, ka reflektētais stars būs bagāts ar tām stara vektora komponentēm, kas spoguļa virsmai paralelas, t. i. kas krišanas plāksnei perpendikulāras. Tapēc reflektētais stars nebūs vairs

pilnīgi simmetrisks, bet asimetrisks (zīm. 123., *b.*). Ja nu tāds kritis uz otru spoguļi, tas varēs nevājinats reflektēties tikai tad, ja viņa vektori būs otrajam spoguļim paraleli, t. i. ja šī spoguļa krišanas plāksne būs pirmā spoguļa krišanas plāksnei paralela. Ja spoguļi ar savām krišanas plāksnēm stāvēs perpendikulāri, stara R vektori būs otra spoguļa virsmai perpendikulāri un tāds stars reflektēties nevarēs.



Zīm. 124.

Gaismas polarizacija.

Šo gaismas starā radušos asimetriju, ko ta iegūst reflektējoties, sauc par gaismas polarizāciju. Saka, ka gaisma, reflektējoties no

nemetaliska spoguļa, polarizejas. Kā no sacītā redzams, gaisma var polarizēties tikai tad, ja tās viļņi ir transversāli.

Uzmanīgi gaismas refleksiju pētīt var atrast, ka reflektētais stars ir gan polarizēts, bet ne pilnīgi. Pilnīgi polarizēts tas būtu, ja gaismas vektori tam būtu visi vienā plāksnē (sk. zīm. 123., *c.*); tas būtu pilnīgi un pie tam lineāri polarizēts stars. D. Brewster's 1811. g. novēroja, ka polarizācijas pakāpe atkaras no stara krišanas, resp. refleksijas leņķa. Polarizācija ir maksimālā (tomēr ne pilnīga), ja krišanas leņķis θ dod vienādību

$$\operatorname{tg} \theta = \mu,$$

kur μ ir spoguļa materiāla refrakcijas koeficients. θ ir maksimālās polarizācijas leņķis. Šo sakaru bieži sauc par Brewster'a likumu.

Maksimālās polarizācijas gadījumā reflektētais un laužtais stars R un D (zīm. 125.) ir viens otram perpendikulāri. Tiesām:

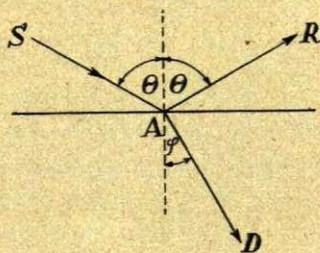
$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin \theta}{\cos \theta} = \mu = \frac{\sin \theta}{\sin \varphi},$$

ja φ ir refrakcijas leņķis. Tas dod

$$\cos \theta = \sin \varphi = \cos (90^\circ - \varphi),$$

no kuņienes

$$\theta + \varphi = 90^\circ, \text{ t. i.}$$



Zīm. 125.

Brewster'a likums.

$\angle RAD = 90^\circ$; tas nozīmē, ka $RA \perp DA$.

Stiklam $\mu = 1,55$; tas dod tuveni $\theta = 57^\circ 30'$

Liekot kādam polarizētam staram vēlreiz reflektēties, var ta polarizāciju dabūt lielāku. Ar vairākām refleksijām var dabūt gandrīz pilnīgi polarizētu staru.

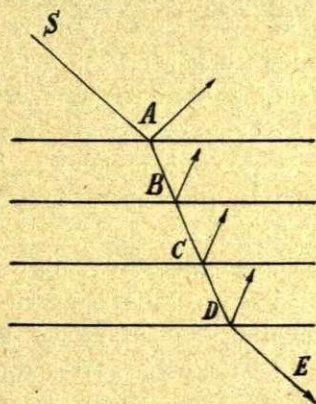
Polarizētā starā izcilus stāvokli ieņem plāksne, kas iet cauri staram un gaismas vektoram. To varetu jemt par patreizējā polarizācijas stāvokļa raksturojumu. Tomēr vēsturiski par polarizācijas plāksni sauc otru — šai perpendikularu plāksni. Saka, ka gaismas stars ir polarizēts tānī plāksnē, kurai gaismas vektors ir perpendikulārs. No šīs definīcijas redzams, ka reflektētais stars ir polarizēts refleksijas plāksnē.

Kritot uz spoguļi, gaismas stars punktā *A* (zīm. 125.) sadalās divos — reflektētā un laužtā. Pirmā stara virzienā aiziet spoguļa virsmai paralelās gaismas vektora komponentes; tapēc laužtā starā paliek tās, kuŗas spoguļa virsmai perpendikularas. Tas nozīmē, ka laužtais stars nav vairs dabisks, bet gan polarizēts, tikai ta polarizācijas plāksne ir reflektētā stara polarizācijas plāksnei perpendikulāra. Par to pārliecināties liekot laužtajam, resp. spoguļa stiklam cauri izgājušam staram otrreiz reflektēties.

Tāpat kā reflektētā stara polarizācijas pakāpe aug līdz ar refleksiju skaitu, pilnīgi polarizēts ir arī vairākārt laužts stars. Tādu dabū, ja kopā saliek vairākas stikla vai cita kāda transparenta materiāla plātes un tad tām slīpā virzienā laiž virsū dabiskas gaismas staru *SA* (zīm. 126.). Punktos *A, B, C, D* etc. rodas refleksija un refrakcija; katrā nākošā refrakcijā stars arvien vairāk polarizējas. Novērojumi rāda, ka jau pēc 8 refrakcijām dabisks gaismas stars ir pilnīgi (gandrīz) polarizēts. Tā no 8 stikla plātēm (1—2 mm biezumā katra) salikta gubiņa var noderēt kā polarizators intensīvas, līnari polarizētas gaismas dabūšanai.

§ 376. Polarizācija pie dubultlaušanas. Gaisma polarizējas ne tikai reflektējoties, resp. lūztot. Ir dabā sastopami kristāli, piem. turmalīns, kalcīts u. c., kuŗiem cauri izgājuši dabiskā gaisma ir polarizēta. Gan pie tam kristalā iegājušais stars sadalās divos un no kristala nāk kā divi stari. Šo parādību sauc par gaismas dubultlaušanu.

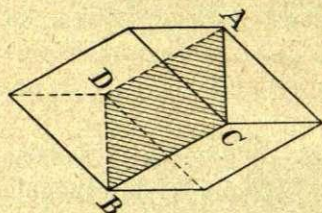
Dubultlaušanu kā pirmais novēroja daņu filosofs Erasmus Bartolinus kalcīta kristalā: cauri kalcīta kristalam skatoties, katru priekš-



Zīm. 126.
Laužtā stara polarizācija.

metu redzam dubulti; tā tad kristalā iegājušais dabiskais stars ir sadalījies divos, no kuriem katrs dod savu priekšmeta attēlu.

Kalcīta kristāls, ar saturu $CaCO_3$, saukts arī par Islandes špatu, kristalizējas rombiskā sistēmā (zīm. 127.). Labi eksemplāri ir ļoti caurspīdīgi un tīri. Romboedru norobežo 6 rombiskas plāksnes, kuŗu leņķi ir 102° un 78° . Katrā no diviem pretejiem romboedra stūriem A un B sastopas trīs plāksnes ar platiem leņķiem 102° . Līnija AB , kas šos stūrus savieno, dod kristāla galvenās ass virzienu. Katra līnija, kas līnijai AB ir paralela, arī ir ass. Plāksne $ACBD$, kas vilkta cauri galvenai asij un perpendikulāri kristāla sāniem, ir kristāla galvenās sekcijas plāksne. Tā tad galvenās sekcija vienmēr sevī satur



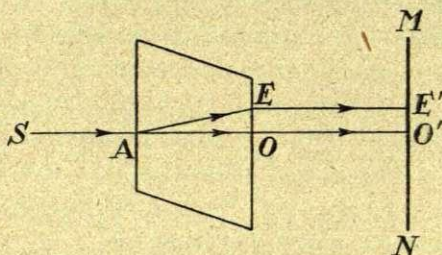
Zīm. 127.
Kalcīta kristāls.

kristāla galveno asi.

Domāsim kristālu nostādīt tā, ka tā galvenās sekcijas plāksne gul zīm. 128. plāksnē un laidīsim virzienā SA dabisku gaismas staru. Tad pie A stars sadalās divos: AO un AE , kuŗi uz ekrāna MN dod divus avota S attēlus — vienu punktā O' , otru punktā E' . Viens no tiem (AO) izturas kā parasts, otrs (AE), turpreti, kaut gan krit punktā A uz kristāla sānu perpendikulāri, tomēr no sava taisnā ceļa novēršas. Pirmais stars seko parastiem optikas likumiem, otrais (AE) ne; pirmo sauc par ordināro, otro par ekstraordināro staru.

Abi stari atrodas galvenās sekcijas plāksnē. Tapēc, ja kristālu griežam ap līniju $SAOO'$ kā asi, attēls O' uz ekrāna visu laiku paliek agrākā vietā, ekstraordinārā stara dotais attēls E' , turpreti, griežas ap O' kā centru.

Atšķirība starp ordināro un ekstraordināro staru kļūst vēl jo labāki redzama, ja gaismas staru uz kristāla sānu laižam slīpā virzienā. Tad lūzt abi — kā ordinārais, tā ekstraordinārais. Bet pirmais lūzdams seko parastiem optikas likumiem, piem., tā refrakcijas koeficients μ_0 ir pastāvīgs lielums pie jebkuŗa krišanas leņķa, ekstraordinārais, turpreti, izturas citādi: tā refrakcijas koeficients μ_e ir no krišanas leņķa atkarīgs.

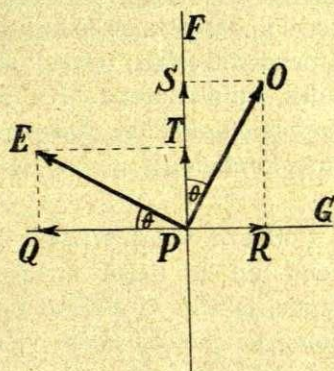


Zīm. 128.
Staru gaita kalcītā.

Ordinārais un ekstraordinārais stars abi ir polarizēti, pie kam perpendikulārās plāksnēs. Par to varam pārliecināties, ja vienu no stariem, piem., ekstraordināro aizsedz un otru — ordināro — laiž uz kādu spoguļi: stars no spoguļa reflektējas tikai tad, ja ta krišanas plāksne ir kristala galvenai sekcijai paralela. Ja kristala galvenā plāksne ir krišanas plāksnei perpendikulāra, reflektējas tikai ekstraordinārais stars. Tā tad abi stari ir polarizēti: ordinārais stars polarizēts galvenās sekcijas plāksnē, t. i. ta vektors stāv pret šo plāksni perpendikulāri, ekstraordinārais stars polarizēts plāksnē, kas perpendikulāra galvenās sekcijas plāksnei, t. i. ta vektors guļ galvenā sekcijā.

Ja no kalcīta kristala nākošo ordināro staru O laižam cauri otram kristalam, dabūjam atkal divus starus — vienu ordināro O_0 , otru ekstraordināro E_0 . Tikai divi gadījumi ir izņēmums: 1) kad abu kristalu galvenās plāksnes ir paralelas; tad stars iet cauri nedalīts; 2) kad abu kristalu galvenās plāksnes ir perpendikulāras — iznākušais stars ir ekstraordinārs E_0 . Tāpat arī otrā kristalā ielaists ekstraordinārais stars E vispārīgā gadījumā dod divus starus — ordināro O_e un ekstraordināro E_e un tikai kristala plāksnēm perpendikulārām esot dod vienu pašu ordināro O_e staru. Tapēc, ja uz kādu priekšmetu skatāmies caur diviem kalcīta kristaliem, redzam četrus priekšmeta attēlus O_0, O_e, E_0, E_e . Ja vienu kristalu turam visu laiku vienā un tanī pat stāvoklī, bet otru griežam ap staru kā asi, novērojam pakāpenisku pirmā staru pāra O_0, E_0 intensitātes samazināšanos un otrā pāra O_e, E_e intensitātes pieaugšanu. Kad kristali viens pret otru pagriezti par 45° , visi četri stari ir vienādi intensīvi; tāpat tas ir pie leņķa 135° . Kad abu kristalu galvenās sekcijas ir perpendikulāras, paliek tikai divi stari O_e un O_0 .

To ilustrē zīm. 128., kur PG ir otrā kristala galvenā sekcija, PF — viņai perpendikulāra plāksne. PO ir kritošā ordinārā stara O vektora (amplitudes) virziens, PE — ekstraordinārā stara E vektors. PE tanī pat laikā ir pirmā kristala galvenā sekcija. Leņķi starp abu kristalu plāksnēm apzīmēsim ar θ , kritošā



Zīm. 128

ordinārā un ekstraordinārā stara amplitudes ar a . No otrā kristala var iziet tikai tādi stari, kam vibrācijas (vektori) paralelas PF .

un PG . Ordinārais stars O pirmā virziena vibrācijām dos komponenti PS ar amplitūdi $a \cos \theta$; tas ir stars O_0 . Galvenā sekcijā gulošām vibrācijām ordinārais stars O dos komponenti PR ar amplitūdi $a \sin \theta$; tas būs stars O_1 . Tāpat ekstraordinārais stars E dos divas komponentes: vienu PT ar vibrācijām $\parallel PE$ un amplitūdi $a \sin \theta$; tā dod staru E_0 , otru — ar vibrācijām $\parallel PG$; šī komponente PQ , ar amplitūdi $a \cos \theta$, dos staru Ee . Staru intensitātes ir izteiktas ar to amplitūdu kvadrātiem; tā tad stara O_0 intensitāte ir $a^2 \cos^2 \theta$, ko simbolos varam rakstīt $O_0 = a^2 \cos^2 \theta$. Tāpat pārējiem stariem $Oe = a^2 \sin^2 \theta$, $E_0 = a^2 \sin^2 \theta$ un $Ee = a^2 \cos^2 \theta$. No tā redzams, ka staru O_0 un E_0 kopejā intensitāte (a^2) ir tāda pat kā staru Oe un Ee kopejā intensitāte. Kad abi kristāli ir paraleli, $\theta = 0^\circ$ un $O_0 = a^2$, $Oe = 0$, $E_0 = 0$, $Ee = a^2$; $O_0 + Ee = 2a^2$, $Oe + E_0 = 0$. Pie $\theta = 45^\circ$ visu četru staru intensitātes ir vienādas $\left(\frac{a^2}{2}\right)$. Kad kristāli ir perpendikulāri viens otram, $O_0 = 0$, $Oe = a^2$, $E_0 = a^2$, $Ee = 0$; te $O_0 + Ee = 0$, bet $Oe + E_0 = 2a^2$. Pie $\theta = 135^\circ = 90^\circ + 45^\circ$ intensitātes ir tādas pat kā pie $\theta = 45^\circ$, t. i. vienādas. Tā varam izrēķināt diviem kalcīta kristāliem cauri izgājušās gaismas intensitāti pie jebkura kristālu stāvokļa.

Refrakcijas cēlonis ir gaismas ātruma maiņa pārejas slānī. Ja ejot cauri kalcīta kristālam gaismas stars sadalās ordinārā un ekstraordinārā, tad tas nozīmē, ka kalcītā gaismas ātrums ir atkarīgs no gaismas vektora orientācijas: tie viļņi, kuŗu vektori ir galvenai sekcijai paraleli, izplatās ar citādu ātrumu nekā tie, kuŗu vektori šai sekcijai ir perpendikulāri; tapēc abu viļņu grupas viena no otras atdalās — rodas dubultlaušana. Kā rāda eksperiments, ordinārā stara refrakcijas koeficients kalcītā dzeltanajam staram ir $\mu_0 = 1,66$, ekstraordinārā stara koeficients $\mu_e = 1,48$.

Bet ir viens virziens kalcītā, kuŗā abas viļņu grupas izplatās ar vienu un to pašu ātrumu: tas ir kristāla galvenās ass virziens. Tapēc, ja šim virzienam perpendikulāri no kalcīta izgriež kādu plati, piem., kalcīta kristālam vienkārši nozāģējot stūrus A un B (zīm. 127.) un tad virzienā AB laiž dabisku gaismas staru, tas nesadalīties, arī no plātes iznāk. Šo izcilus virzienu, kuŗā gaisma iet neatkarīgi no viļņa vektoru orientācijas, sauc par kalcīta optiskā asi. No teiktā saprotams, ka optiskās ass virzienā laisti, kā ordinārais, tā arī ekstraordinārais stars dos tikai pa vienam staram.

Tāpat izcilus virziens kristalā ir optiskai asij perpendikularais virziens. Ja tanī laižam dabiskas gaismas staru, arī dabūjam tikai vienu staru. Tomēr patiesībā tas ir ne viens stars, bet gan vienā virzienā iejošie ordinārais un ekstraordinārais stars. Abiem stariem ir kopejs virziens, tikai izplatīšanās ātrumi ir dažādi, Par to būs vēl runa § 378.

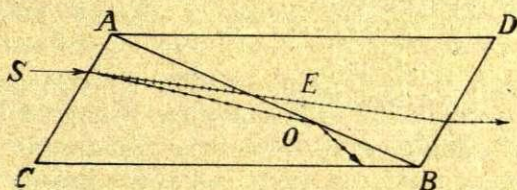
Kalcitam ir viena pati optiskā ass. Tas ir uniaxāls jeb vienasu kristals. Tāds pat ir arī kvacs, turmalīns un daži citi kristāli. Visi vienasu kristāli ir dubultlauzoši, ar vienu izcilus virzienu, kurā dabiskais stars divos nesadalās; tas ir šo kristālu optiskā ass. Sevišķi daudz polarizācijas pētījumos lieto turmalīnu. Kā jau teikts II. § 209., turmalīns pieder heksagonālai kristālu sistēmai; parasti viņš ir krāsains, pie kam atrodami gan gaišāki, gan tumšāki eksemplāri. Ja no turmalīna izgriez plati paralēli optiskai asij, tad dabiskais stars tanī arī sadalās divos, bet ja plāte ir biezāka par 1—2 mm, cauri tai izspiežas tikai ekstraordinārais stars: ordinārais, turpreti, absorbējas. Tapēc, ja uz šādu plati laiž jau agrāki polarizētu staru, tas tai cauri ies tikai kā ekstraordinārais stars, t. i. tad, ja tā vektori gules turmalīna kristāla galvenās sekcijas plāksnē.

Arī kalcīts vieglāki laiž cauri ekstraordināro staru nekā ordināro. Sevišķi labi tas novērojams gaļos (ultrasarkanos) viņņos. Tas norāda, ka polarizācija, resp. dubultlaušana, stāv zināmā atkarībā no gaismas absorpcijas.

§ 377. **Polarizācijas prizmas.** Savas nevienādas laužamības dēļ ordinārais un ekstraordinārais stars kristalā iet dažādos virzienos vaj arī dažādi absorbējas. Tā rodas iespēja vienu staru no otra atdalīt un līdz ar to iegūt polarizētu gaismu. Šim nolūkam sevišķi apstrādātus kristālus sauc par polarizācijas prizmam.

Visbiežāki lietotā ir Nicol'a konstruētā prizma. Tas ir kalcīta kristāls (zīm. 129.), kam gali apzāģēti tā, ka to plāksnes AC un BD ar sānu plāksnēm AD un CB

dod asus leņķus ap 68° ; dabiskam kristālam šis leņķis ir ap 72° . Pēc tam kristālu pārzāģē pa AB pušu tā, lai pārdalīšanas plāksne stāvētu pret kristāla galiem perpendikulāri. Zāģējuma



Zīm. 129.

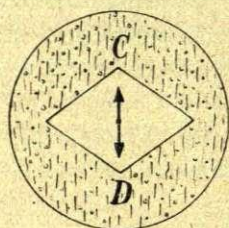
Nicol'a prizma.

virsmas rūpīgi nogludina un tad sacementē atkal ar plānu Kanadas balzama kārtu. Kanadas balzams ir kādas Kanadā augoņas egļu sugas

sveķis un labi turas pie stikla. Ta refrakcijas koeficients dzeltenajam staram ir ap 1,55, tā tad mazaks kā ordinārajam, bet lielaks kā ekstraordinārajam (kalcitā). Ja nu uz galu AC krit dabiskas gaismas paralelu staru kūlis, tas uz priekšu iedams sadalas ordinārā un ekstraordinārā kūlī. Pie balzama slāņa AB ordinārie stari iedami no optiski blivaka apvidus ($\mu = 1,658$) mazak blīvā ($\mu = 1,55$), totali reflektejas un novēršas sāņīs, ekstraordinārie, turpreti, iet slānim un ari kristala otrai pusei cauri un iziet no ta krišanas virzienam paralelā virzienā. Tā cauri šādai Nicol'a prizmai dabūsim tikai polarizētus (ekstraordinārus) starus. Lai novērstie ordinārie stari nevarētu dot kādas nevelamas refleksijas, prizmas sānus nolako melnus; tad lakas slāņi stari absorbejas. Lai prizmu pasargātu no mehāniskiem bojajumiem, to iemontē (ieliekot korkā) metala stobrā.

Tomēr ordinārus starus kā blakus gaismu šāda prizma nedos tikai tad, ja tās gaņums būs noteiktā samērā ar tās resnumu. Šis samērs parasti ir 3:1.

Aprakstītā Nicol'a prizma, ko īsuma dēļ bieži sauc vienkārši par nikolu, noder kā gaismas polarizators: ar to dabūjam intensīvu lineāri polarizētu gaismu. No nikola iznākošā ekstraordinārā starā gaismas vektors visu laiku atrodas ta galvenās sekcijas, t. i. īsakās diagonāles plāksnē CD (zīm. 130.). Bet to var lietot ari kā analizatoru: laižot uz to lineāri polarizētu gaismu, to tam nevājinātu cauri dabūsim tikai tad, ja polarizācijas plāksne ir plāksnei CD paralela. Ja stara polarizācijas plāksne dod ar plāksni CD kādu



Zīm. 130.

Nikola šķērsgrizums.

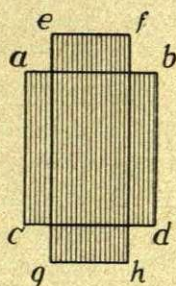
leņķi, stars nikolam cauri gan ies, bet stipri novājinats. Ja, turpreti, abas plāksnes būs normalas viena pret otru, stars nikolam cauri neies. Tā ar nikolu vienmēr varam pateikt, vaj dotais stars ir polarizēts un kāda ir ta polarizācijas plāksne.

No ta redzams, ka diviem vienam aiz otra nostādītiem nikoliem gaisma cauri ies tikai tad, ja viņu galvenās sekcijas plāksnes CD stāves paraleli. Ja plāksnes būs perpendikularas, stars cauri neies, jo tad pirmam nikolam (polarizatoram) cauri izgājušam ekstraordināram staram vajadzēs otrā (analizatorā) iet kā ordināram staram; tas nav iespējams un un tapēc abi nikoli «dos tumsu». Pirmā gadījumā saka, ka abi «nikoli ir paraleli» vaj «nostādīti uz gaismu», otrā gadījumā — ka tie ir «krustoti» vaj «nostādīti uz tumsu».

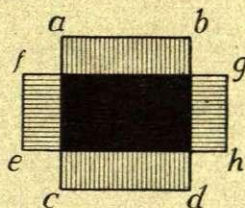
Kā otra, arī bieži lietota polarizācijas «prizma» atzīmējama jau minētā turmalīna plate. Ja to izgriezī turmalīna optiskai asij paraleli, tad, ka jau teikts pag. §, dabiskais stars, tai cauri iedams, sadalās divos, kopejā virzienā ejošos staros — ordinārā un ekstraordinārā. Ja plates biezums ir 1–2 mm, ordinārais stars tanī pilnīgi absorbejas, kapēc cauri iziet tikai ekstraordinārais stars. Tā arī šāda plate var noderēt kā polarizators.

Ja divas turmalīna plates nostāda vienu aiz otras «paraleli», gaisma (ekstraordinārais stars) tām cauri iet (zīm. 131.); ja plates stāv «krustis» (zīm. 132.), neviens stars tām cauri neiet. Tāpat kā divi nikoli, arī šādas divas turmalīna plates dod polarizatora un analizatora pāri.

Abus polarizētos starus — ordināro un ekstraordināro — dod Rochon'a prizma. Ta taisīta no kalcīta vaj kvarca kristāla divām vienādām trīsstūrī prizmām, kā rādīts zīm. 133. Viena prizma (*abc*) no kristāla izgriezta tā, ka optiskā ass ir papīra plāksnei paralela; otrā prizmā (*bcd*) optiskā ass ir papīra plāksnei perpendikulāra.



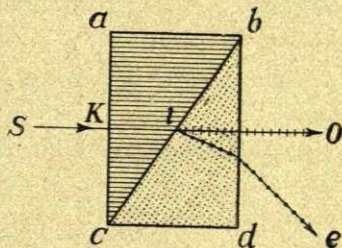
Zīm. 131.



Zīm. 132.

Turmalīna plates.

Dabiskās gaismas staru *SK* laiž uz sānu *ac* perpendikulārā virzienā. Tad prizmā *abc* tas iet nesadalījies, otrā prizmā (*bcd*) ordinārais stars *IO* iet taisni, ekstraordinārais lūzot nolīcas (*le*). Tā cauri šādai dubultprizmā dabūjam divus, perpendikulārās plāksnēs polarizētus, separātus starus.



Zīm. 133.

Rochon'a prizma.

§ 378. Viļņu izplatīšanās vienasu un divasu kristālos. Huygens'a teorija. Homogenā un izotropā apkārtņē gaisma izplatās vienmērīgi un ar vienu un to pašu ātrumu uz visām pusēm. Izplatīšanās virzienā tā iet no punkta uz punktu tā, ka katra nākošā punkta

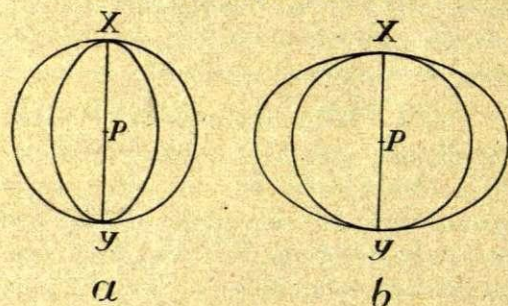
ierosinātais ir kāds iepriekšējais punkts. Materiālā apvidū kā šādus punktus varam domāt vielas atomus vaj molekulas. Tad gaismas izplatīšanās ir viena otrai sekojoša absorpcija un reemisija. Gaisma, atomā nonākusi, tur absorbejas, bet tad tūlīņ emitejas no jauna. No

ta noprotams, ka vielas atomu (molekulu) īpašībam un to saistībam ir liela loma pie gaismas izplatīšanās vielā. Nonākot līdz atomam, tanī ieejot un atkal no turienes iznākot, gaisma jē sev zinamu laiku, t. i. zinamu brīdi atomā aizkavejas. Tā kā katrai vielai ir savs absorpcijas un reemisijas mehānisms, tad saprotams, ka katrai vielai šī gaismas aizkavešanās ir sava. Bet tas nozīmē, ka gaismai jāizplatās katrā vielā ar savu ātrumu.

Izotropā vielā tās molekulām visos virzienos ir vienas un tās pašas īpašības. Tādā vielā nekur nekādu izcilus virzienu nav. Ari gaismu tādās vielas atomi reemitē vienmērīgi un vienādi aizkavēti uz visām pusēm. Tapēc tādās apvidos gaisma visos virzienos iet ar vienu un to pašu ātrumu, zināmā laika sprīdī t piepildot sferu ar zinamu rādiusu $r = vt$, ja v ir gaismas ātrums. Pie tādām vielām pieder, piem., stikls, daudzi caurspīdīgi šķidrums (bet ne visi), tad kubiskās sistēmas kristāli.

Bet var būt vielas, kam atomi (molekulas) ir ar asimetriskām īpašībām. Piemēram, gaismu absorbējošam un reemitējošam mehānisma atomā var būt zināma vienkopusīga struktūra, zināma polaritāte. Tādā atomā kādā zināmā virzienā vērsti viļņu vektori var aizkavēties mazāk vai vairāk nekā citos virzienos vērstie vektori. Tāpat var notikt, ka gaisma aizkavejas atkarībā no tā, kā viņa atomam cauri iet. Tāds apvidus (viela) būs optiski anizotrops. Viņā gaisma dažādos virzienos iet ar dažādiem ātrumiem un līdz ar to pati iegūs zināmu polaritāti. Tādi ir dubultlauzošie kristāli.

Domasim šādā anizotropā apvidū, piem. vienasu kristalā, kāds ir arī kvarcs, novietotu gaismas avotu P (zīm. 134. a). Tad gaisma no tā iet uz visām pusēm. Bet katrā virzienā — izņemot vienu, proti



Zīm. 134.
Viļņu frontes kristalā.

optisko asi XY — iet divi stari: ordinārais un ekstraordinārais. Pirmais izplatās tāpat kā izotropā apvidū — visos virzienos ar vienu un to pašu ātrumu. Šī stara viļņu fronte ir sfera. Otrajam — ekstraordinārajam staram dažādos virzienos ir dažādi ātrumi. Vislielākais ātrums ir optiskās ass XY virzienā, vismazākais — per-

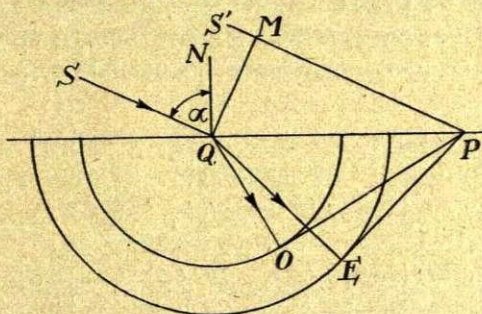
pendikulāri šai asij. To varam izprast tikai tad, ja līdz ar H un g en s u pieņemam, ka šī stara viļņu fronte ir ne sferas,

bet rotācijas ellipsoīda virsma. Tā tad kvarcā gaismas punkts P dod divas viļņu virsmas: sferisku, kuŗas radiusa virzienā iet ordinārais stars, un ellipsoīda virsmu, kas ir ekstraordinārā stara viļņa fronte. Ordinārais stars iet tāni pat virzienā, kuŗā vērsta sfēras normale: ekstraordinārais stars ar viļņa frontes normali nesakrīt. Te vilnis iet stara, bet ne normas virzienā. Tikai divos virzienos arī ekstraordinārais stars iet kopā ar normali — optiskās ass XY virzienā, kas optiskai asij perpendikulārs. Tapēc šajos divos virzienos abi stari iet kopā, visos pārējos, turpreti, katrs savā virzienā.

Zim. 134., *a.* rāda abu virsmu projekcijas kvarca kristāla galvenā sekcijā. Tā kā viņā ekstraordinārais stars iet lēnāki nekā ordinārais, elliptiskā virsma ir sferiskās iekšienē. Optiskās ass XY galos abas virsmas saskāras (vienāds ātrums). Šāda tipa kristālus optikā sauc par pozitīviem kristāliem. Ari ledus kristāli pieder pie tiem.

Zim. 134., *b.* rāda abas viļņu virsmas kalcīta kristalā. Tā kā viņā ekstraordinārais stars izplatās ātrāki nekā ordinārais, tad ellipsoīdālā virsma apņem sferisko. Šāda tipa kristālus sauc par negatīviem kristāliem. Negatīvs ir arī turmalīns.

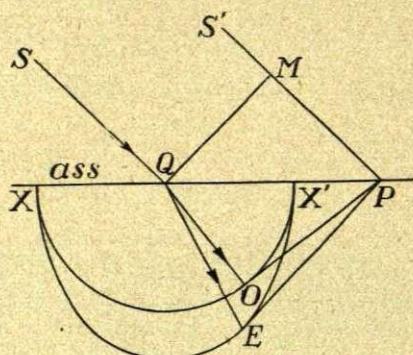
Sacītā labākai noskaidrošanai apskatīsim vēl dažus citus stara virzienus vienas pozitīvā kristalā (kalcīts). Zim. 135. rāda gadījumu, kur paralelu staru kūlis SS' zem leņķa α krīt uz kalcīta kristāla plati, kas izgriezta optiskai asij paraleli. Optiskā ass (punktā Q) ir zīmējuma un līdz ar to arī krišanas plāksnei perpendikulāra. Ordinārā stara virzienu QO dabūjam ar parasto Huygen's'a konstrukciju kā radiusu, kas perpendikulārs tangentei PO . Bet arī ekstraordinārā stara virzienu dabūjam tāpat, jo rotācijas ellipsoīda virsma zīmējuma plāksnes griezumā arī dod riņķi ar radiusu QE . EP tad ir ekstraordinārā stara viļņa fronte kristalā.



Zim. 135.

Zim. 136. rāda gadījumu, kur krišanas plāksne ir kristāla optiskai asij paralela. Ass virzienā XX^1 abi viļņi iet kopā un ar vie-

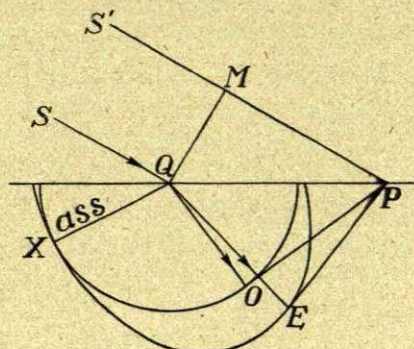
nadiem ātrumiem. Sfera zīmējuma plāksnē dod riņķi ar radiusu QO , ellipsoids — ellipsi ar isako asi XX' . OP ir ordināro, EP — ekstraordināro staru kūļa vilņu frontes.



Zīm. 136.

citas fizikalās īpašības viņos mainas līdz ar virzienu. Tā, piem., kristalos siltuma vadišana (I, § 151.), dielektriskā konstante (II, § 202.), mehāniskā izturība u. t. t. dažādos virzienos ir dažāda. Ta cēlonis ir meklējams kristalisko vielu molekulu iekšējās struktūras asimetrijā.

Polarizāciju kristalos pazina jau Huygens's. Nupat aprakstītā viņa metode dod iespēju izprast gaismas izplatīšanos vienas kristalos. Brewster's un Biot ir rādījuši, ka ir arī tādi kristali, kuļus var saukt par biaksaliem jeb divasu kristaliem: viņos ir divi viens otram perpendikulāri virzieni, kuļus ordinārais un ekstraordinārais stars iet ar vienādiem ātrumiem. Huygens'a konstrukcija šim gadījumam nav lietojama. Divasu kristalā gaismas izplatīšanās ir diezgan komplikēta. Viņas aprakstu ir devis Fresnel's. Turoties pie ieskata, ka gaisma ir transversāls eļterā elastisks vilnis, kuļa izplatīšanās ir saistīta ar kristāla elastiskām īpašībām. Fresnel'a teorijas iztirzājums mūs novestu pārak sāņis no sprāustā uzdevuma.



Zīm. 137.

Beidzot zīm. 137. rāda vispareju gadījumu, kur plate no kristāla izgriezta kā pagada, bet staru kūlis uz to tomēr krit tā, ka ass guļ krišanas plāksnē. Zīmējuma plāksnes griezumā atkal dabujam riņķi un ellipsi; to sakāršanās punkti guļ uz optiskās ass.

Aprakstītie vienas kristāli ir ne tikai optiski anizotropi. Ari

§ 379. Cirkulārā un elliptiskā polarizācija. Lineāri polarizētas gaismas vilnī viņa vektors visu laiku stāv noteiktā plāksnē.

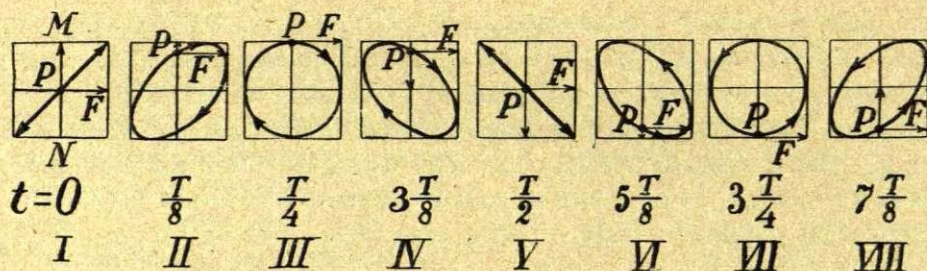
No Huygens'a-Fresnel'a viedokļa raugoties, t. i. domājot gaismu kā etera elastisku vilni, kurā mehāniski oscillē etera atomi un kur viļņa vektors ir etera atomu patreizējā elongācija no to līdzsvara vietas, lineārā polarizācija ir viegli saprotama: etera atomi visu laiku oscillē vienā plāksnē. Ari no Maxwell'a elektromagnētiskās gaismas teorijas viedokļa raugoties polarizācija ir saprotama: vilnim polarizētā stara virzienā uz priekšu ejot ta elektriskais, resp. magnetiskais vektors piepatur savu oscillācijas plāksni. Bet tad dabisku jeb nepolarizētu gaismu varam domāt ka tādu polarizētu gaismu, kuŗas polarizācijas plāksne nepārtraukti un aši griežas ap staru kā asi. Tādam staram preti skatoties dabūsim iespaidu, ka viņā viļņu vektori ir vērsti uz visām pusēm (sk. zīm. 123.). Šāda dabiskas gaismas interpretācija gan ir vairak formula nekā fizikāla, tomēr dažu polarizācijas faktu aprakstam ta noderīga.

Gaisma var būt ne tikai lineāri, bet arī citādi polāra. Tā, piem., raugoties no Huygens'a-Fresnel'a viedokļa varam sagaidīt, ka zināmos apstākļos etera atoms starā (viļņa frontē) vares kusteties pa riņķi, elipsi vai citu kādu līniju. Tad tādu gaismu varetu saukt par cirkulāri, eliptiski vai citādi polarizētu. Pirmos divus polarizācijas gadījumus dabā arī tieši sastopam.

Kustība pa riņķa līniju, resp. elipsi rodas kā divu perpendikulāri vērstu kustību rezultāts — ja abas kustības iedarbojas ne vienā un tanī pašā laikā, t. i. ja starp tām ir zināma fāzu starpība. Atkarībā no pēdējās un no summejamo kustību amplitūdu samēra, rezultējošā kustība var būt riņķējada, eliptiska vai lineāra.

Ta noskaidrošanai domāsim diegā iekārtu pendeli. Atvēzts un vaļā palaists tas šūposies noteiktā plāksnē. Skatoties uz pendeli no augšas, redzesim to taisam taisnu līniju; piejemsim, ka šī līnija ir MN (zīm. 138. I). Nu pieliksim pendelim kādu spēku F , kas vērsts no plāksnes MN pa labi un pieliksim to tanī momentā, kad pendelis iet cauri savai līdzsvara vietai (punkts P . zīm. 138. I.). Šādu spēku varam realizēt pendeli minētā momentā perpendikulārā virzienā pagrūžot, piem., tam uzpūšot. Nu pendelim vajadzēs sekot abiem iespaidiem: inerces dēļ iet agrākā virzienā PM un spēka F virzienā. To darot, tas no agrākās savas plāksnes izies un sāks kusteties pa taisnu līniju, kas ar agrāko virzienu MN veido 45° leņķi.

Spēku F pendelim varam pielikt arī citā momentā. Zīm. 138., II. rāda pendļa ceļu, ja F tam pielikts pēc perioda T astotdaļas ($t = \frac{T}{8}$): šis ceļš ir ellipse un kustība pa to iet pulksteņa rādītāja virzienā. Ellipses gaŗā ass no līnijas MN ir paliekta pa labi. Kad F pendelim pieliekam pēc $\frac{T}{4}$ t. i. kad pendelis sasniedzis savu maksimālo atvēzienu, rezultējošā kustība ir riņķe ja da (zīm. 138.; III.), un arī pulksteņa rādītāja virzienā. Pēc $t = 3 \frac{T}{8}$ pieliktais spēks F dod atkal eliptisku kustību, bet nu ellipses gaŗā ass ir paliekta uz kreiso pusi; kustības virziens, turpreti, ir agrakais.



Zīm. 138.

Pēc pusperioda pendelis iet atkal cauri līdzsvara centram, bet nu pretejā virzienā (no P uz N). Ja šinī brīdī to pagrūzam (atkal pa labi), izveidojas atkal taisnas līnijas kustība, un tāpat zem 45° leņķa ar agrāko kustību; tikai tagad kustības virziens ir pretejs. Pie $t = 5 \frac{T}{8}$ dabujam atkal ellipsi, kam ass noliekta pa kreisi, pēc $t = 6 \frac{T}{8}$ atkal riņķi, un beidzot pie $t = 7 \frac{T}{8}$ uz labo pusi noliektu ellipsi. Šie ceļi ir tādi pat kā pie $t = \frac{1}{8} T$, $t = \frac{T}{4}$ un $t = 3 \frac{T}{8}$, tikai kustības virziens pa tiem ir pretejs (preti pulksteņa rādītāja virzienam). Tā rezultējošā kustība vienmēr ir no abu perpendikularo summejamo kustību fāzu diferences atkarīga.

Aprakstītās kustības varam domāt notiekam arī gaismas starā, ja līdz kādam etera punktam nonāk divi, perpendikularās plāksnēs

polarizēti monochromatiski viļņi. Abi viļņi centīsies šo etera punktu (atomu) šūpot un katrs savā virzienā. Ja starp abiem viļņiem būs fazu starpība, etera atoms kustēsies vaj nu pa elļipsi, riņķi vaj taisnu līniju. Ta ceļš būs taisna līnija, ja fazu diference būs 0 vaj vesels T skaits, t. i. ja viļņi viens aiz otra nāks atstatumā $2n \frac{\lambda}{2}$. Tad etera atoma dotā gaisma būs lineāri polarizēta. Ja atstatums starp abiem viļņiem stara virzienā ir $\frac{\lambda}{4}$, etera atoma kustība iet pa riņķi, piem., pulksteņa rādītāja virzienā; ja viļņu atstatums ir $3 \frac{\lambda}{4}$, kustība pa riņķi iet pulksteņa rādītājam preti. Pirmā gadījumā atoma dotā gaisma ir cirkulāri un pa labi polarizēta, otrā — cirkulāri pa kreisi polarizēta. Ja, beidzot, atstatums starp viļņiem ir $\frac{\lambda}{8}$, $3 \frac{\lambda}{8}$, $5 \frac{\lambda}{8}$ u. t. t., t. i. vispāri $(2n + 1) \frac{\lambda}{2}$, etera atoma dotā gaisma ir elļiptiski polarizēta.

Šādu gadījumu var realizēt laižot lineāri polarizētu staru cauri kādai ļoti plānai vienasu kristāla platei, kas izgriezta paraleli optiskajai asij. Kritošais stars platē sadalās ordinārā un ekstrordinārā, kuŗu amplitudes atkarājas no tā, kā kritošā stara polarizācijas plāksne stāv pret krišanas plāksni. Abi šie perpendikulārās plāksnēs polarizētie stari iet platei cauri, bet tā ka katram ir savs ātrums, tad starp tiem rodas fazu diference — atkarībā no plates biezuma. Ja plate ir bieza, abi stari no tās iznākot stāv tālu viens no otra, ja, turpreti, plate ir ļoti plāna, abi stari iet gluži blakus viens otram — itkā vienā virzienā iedami. Tā cauri ļoti plānai kristāla platei dabūjam perpendikulārās plāksnēs polarizētus starus arī zināmu fazu diferenci. Atkarībā no plates biezuma un kritošā stara polarizācijas plāksnes stāvokļa pret krišanas plāksni, šie stari dod lineāri, cirkulāri vaj elļiptiski polarizētu gaismu.

Lineāri polarizēta šī gaisma būs tad, ja kritošā stara polarizācijas plāksne būs krišanas plāksnei paralela, jo tad tā viļņa vektors stāv plates optiskajai asij paraleli, vaj arī perpendikulāra. Pirmā gadījumā no plates nākošais stars būs ekstrordinārais, otrā — ordinārais.

Cirkulari polarizeta no plates nākošā gaisma būs tad, ja leņķis starp krišanas un kritošā stara polarizācijas plāksni ir 45° un ja plates

biezums ir tāds, ka optiskais ceļš starp abiem stariem platē ir $\frac{\lambda}{4}$.

Ja plati taisa no vizlas, tās attiecīgais biežums ir $0,032 \text{ mm}$. Tā tad laižot caur $0,032 \text{ mm}$ biezu vizlas plāksniņu lineari polarizētu staru, ar leņķi 45° starp minētām plāksnēm, dabujam cirkulari polarizētu gaismu. Šādu plāksniņu optikā sauc par «ceturtdaļ-

viļņa plati», jeb vienkārši par « $\frac{\lambda}{4}$ -plati».

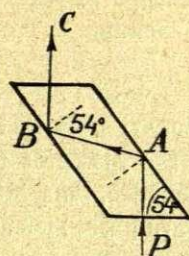
Lineari polarizeta gaisma cauri nikola prizmai (analizatoram) iet tikai tad, ja tās polarizācijas plāksne stāv nikola gala isakai diagonalei perpendikulārī (sk. zīm. 130.). Nikolu griežot caurizgājuse gaisma kļūst arvien vājāka, līdz pie 90° pagrieziņa pavisam izbeidzas. Cirkulari polarizeta gaisma Nicola prizmā dod divus caurejošas starus, jo ta ir ekvivalenta divam lineari polarizētām gaismam. Tā kā abi šie stari ir vienādi intensīvi, tad analizatoru griežot nekādu gaismas intensitātes maiņu nemanam; tā analizatorā cirkulari polarizeta gaisma izturas kā dabiska un tās polarizētais stāvoklis nav konstatējams. Bet ja pirms analizatora cirkulari polarizētā stara ceļā novietojam ceturtdaļ-viļņa plati, viņā esošo ordinārā un ekstraordinārā staru optiskā ceļu difference kļūst $2 \times \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$, kas atbilst ne vairs cirkulari, bet gan lineari polarizētām staram. Tā lineari polarizētais stars, iedams cauri $\frac{\lambda}{4}$ -platei, kļūst cirkulari polarizētais un otrādi — cirkulari polarizētais stars, iedams tai pašai platei cauri, kļūst lineari polarizētais. Tā $\frac{\lambda}{4}$ -plate noder cirkulari polarizētas gaismas konstatēšanai un pētīšanai.

Cirkulārā polarizācija rodas arī pie refleksijas. Fresnel's ir rādījis, ka ja uz stiklu zem leņķa 54° laiž lineari polarizētu staru tā, ka ta polarizācijas plāksne ar krišanas plāksni veido leņķi 45° , totali reflektētā starā rodas divas komponentes ar fazu difference $\frac{T}{8}$

Divreiz zem 54° leņķa reflektētā starā šo komponentu fazu difference ir perioda ceturksnis, kas atbilst $\frac{\lambda}{4}$ optisko ceļu difference. Tā tad

divreizēja lineāri polarizēta stara refleksija ir ekvivalenta tā ceļā novietotai $\frac{\lambda}{4}$ - plātei: šāds stars ir cirkulāri polarizēts. Tas realizējams zīm. 139. rādītā, tā saucamā Fresnel'a rombā, kas taisīts no stikla: cauri rombam norādītā kārtā izgājušais lineāri polarizētais stars ir kļuvis cirkulāri polarizēts.

Elīptiski polarizēts ir $\frac{\lambda}{4}$ - plātei caurizgājušais stars tad, ja krītošā stara polarizācijas plāksnes leņķis ar krišanas plāksni ir starp 0 un 45° , resp. starp 45° un 90° . Ja tādu staru laiž cauri analizatoram un tad pēdējo griež, var novērot mainīgu intensitāti. Jo lielāka ir elīpse ekscentricitāte, t. i. jo elīpse ir izstieptāka, jo šī intensitātes mainīšanās ir krasāka. Tā elīptiski polarizēta gaisma izturas kā parciāli polarizēta. Ari



Zīm. 139.
Fresnel'a rombs.

viņas analīzei ir $\frac{\lambda}{4}$ - plāte un analizators noderīgs. Tomēr labākus rezultātus dod divu kvarca ķīļu kombinācija, ko sauc par Babinet kompensatoru. Tomēr tā konstrukciju šē neaplūkosit.

Elīptiski gaisma polarizējas arī pie refleksijas. Sevišķi tas sakams par metāliem: no metāla spoguļa reflektētais lineāri polarizētais stars iet analizatoram cauri, neatkarīgi no tā griešanas. Ar $\frac{\lambda}{4}$ - plāti varam pārliectināties, ka reflektētā gaisma ir elīptiski polarizēta.

$\frac{\lambda}{4}$ - plāte dod cirkulāri, resp. elīptisku polarizāciju, kas saistās ar noteiktu rotācijas virzienu, piem., pulksteņa rādītāja virzienu (sk. zīm. 138. III.). Ja plāte būs « $3\frac{\lambda}{4}$ - plāte», cauri tai dabūsim cirkulāri polarizētu gaismu, tikai ar pretēju rotāciju (zīm. 138. VII.). Kā viegli saprast, $\frac{\lambda}{4}$ - plāte atbildēs savam uzdevumam tikai monohromātiskās gaismas gadījumā. Baltā gaismā aprakstītām polarizācijas parādībām līdzīgi ies dažādi krāsu efekti.

§ 380. Polarizetas gaismas interference. Dabiskā gaismā interference novērojama ar katriem diviem *koherentiem* stariem (§ 363.). Ari polarizeta gaisma var interferēt, bet koherences prasībai te pievienojas vēl otra: abiem interferejošiem stariem jābūt polarizētiem paralelās plāksnēs; perpendikularās plāksnēs polarizēti stari neinterferē. Ja šādu staru plāksnes mākslīgi pataisa paralelas, tad viņi interferē tikai tad, ja cēlušies no viena un tā paša polarizētā stara. Šie Fresnel'a un Arago eksperimentāli atrastie fakti pazīstami Fresnel'a un Arago likumu vārdā.

Kā jau teikts, ejot cauri kāda dubultlauzoša kristala plāksnei, lineari polarizēti stari, tāpat kā dabiski, sadalās divos, perpendikularās plāksnēs polarizētos staros. Starp abiem stariem ir fāzu diference δ , kas atkaras no plāksnes biezuma d un jemtās gaismas viļņa garuma. Tiesām, ja ordinārā stara ātrums plāksnē ir v_0 , ekstraordinārā ātrums v_e un ja plāksne ir plāna, tā ka abi stari iet tuvu viens otram, tad

$$\delta = \frac{2\pi}{T} \left(\frac{d}{v_0} - \frac{d}{v_e} \right),$$

jo $\frac{d}{v_0}$ ir ordinārā un $\frac{d}{v_e}$ ekstraordinārā stara optiskais ceļš. Ja c ir

gaismas ātrums vakuumā, tad $\frac{c}{v_0} = \mu_0$ un $\frac{c}{v_e} = \mu_e$; tapēc

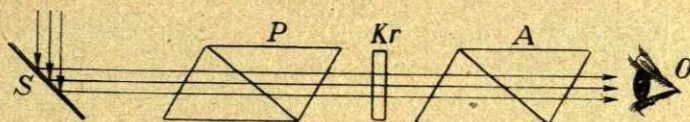
$$\delta = \frac{2\pi d}{cT} (\mu_0 - \mu_e) = \frac{2\pi d}{\lambda} (\mu_0 - \mu_e)$$

jo $cT = \lambda$ ir gaismas viļņa garums vakuumā. No tā redzam, ka dažādi viļņa garumi dod starus ar dažādām fāzēm.

Ja šādi divi stari nonāk mūsu acī, viņi interferēt tur nevarēs. Būt ja tiem pa ceļam noliks analizatoru, kas to polarizācijas plāksnes pataisījis paralelas, interference vares notikt. Tapēc arī novietojot starus diviem nikoliem dažādi izgrieztas kristala plāksnes, dabūjam interferences bildes, kas baltā gaismā ir brīnišķīgi dažādas un krāsu bagātas.

Te iespējami divi gadījumi. 1) kristalam cauri ejošie stari ir paraleli. Tāds gadījums schematiciski attēlots zīm. 140.

Paraleli stari S no kāda tāla gaismas avota reflektejas no spoguļa, iet cauri polarizejošam nikolam P un tad kristala Kr planparalēlā platē. No kristala iznākušie ordinārais un ekstraordinārais stars ar

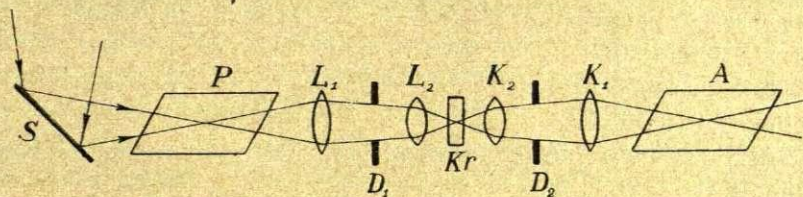


Zīm. 140.

Interference paralelā gaismā.

fazu diferenci δ iet analizatorā A , pēc tam aci O , kur interferē. Acs akomodēta uz bezgalību, kapēc redzes lauks cauri kristalam ir mazs un aci nonāk tikai tie stari, kas kā šaurs paralelu staru kūlis gājis kristalam cauri. Šīnī kūlī visu ordināro un ekstraordināro staru fazu diferences ir vienādas (δ), kapēc monochromatiskas gaismas gadījumā visu plati redzesim spilgti vienkrāsainu. Baltā gaismā viņa būs daudzkrāsaina, jo katram viļņa gažumam λ būs sava interferences bilde. 2) Kristalam cauri ejošie gaismas stari ir konverģenti. Šādu gadījumu rāda zīm. 141. Te starp polarizatoru P un kristalu Kr novietota spēcīga teleskopiska sistema $L_1 L_2$, kas no polarizatora nākošos starus kristalā pataisa konverģentus.

Starp kristalu un analizatoru ir tāda pat, tikai apgriezta otra teleskopiska sistema $K_2 K_1$. Ar to redzes lauks kristalā top liels, kapēc tagad aci nonāk kristala platē arī slīpi ejošie stari. Ar to

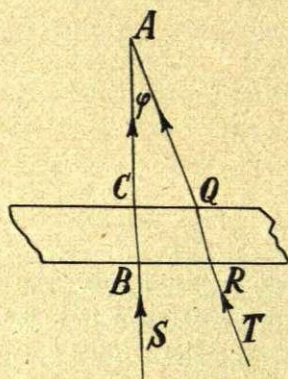


Zīm. 141.

Interference konverģentā gaismā.

gan parādība kļūst komplicētaka, jo te blakus jau minētai fazu diferencei pievienojas vēl ta, ko dod dažādā slīpumā caur plati ejošie stari. Tiešam, optiskai asij perpendikulāri izgrieztai platei (zīm. 142.) virzienā $SBCA$ cauri ejošiem stariem, nekādas fazu diferences nebūs, bet starp staru $SBCA$ un slīpā virzienā ejošo staru $TRQA$ būs gājumu diference, ko noteiks slīpuma, resp. konverģences leņķis φ . Pie

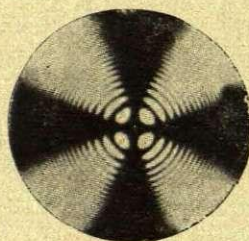
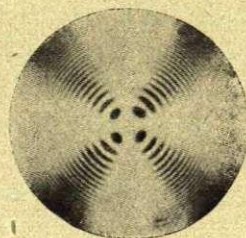
noteikta φ kopejs δ būs stariem, kas ap B veidos šauru gredzenu; tanī būs viena un ta pati krāsa. Šo gredzenu sauc par izochromatisku liniju. Kāds cits φ dos citu izochromatisku liniju. Tā aci punktā A novietojot, ap B redzesim gaišus un tumšus gredzenus monochromatiskā, un krāsainus gredzenus baltā gaismā.



Zim. 142.

Zim. 143. rāda redzamo bildi, ja abi nikoli ir «krustoti». Tumšais krusts iet paraleli tiem virzieniem, kuŗos vērstos gaismas vektorus analizators iznīcina. Ja nikoli ir «paraleli», izochromatikso liniju krāsas ir agrakām komplimentaras un pāri tām ejošais krusts ir gaišs (zim. 144.).

Zim 145., resp. 146. rāda konverģentā gaismā redzamās izochromatiskās linijas platē, kas no divas kristala izgriesta perpendikulari ta leņķa bisektrisai, ko veido abas kristala asis. Ta ir liniju sistema, kuŗas sauc par lemniskatām. Tumšā, resp. gaišā krusta vietā te no asu galu vietam nāk tumšas, resp. gaišas «slotas». Citādi izgriestas plates dod citādas bildes; tā kā tām tomēr nekādas principiēlas nozīmes nav, tad pie viņām te neuzkavesimies.

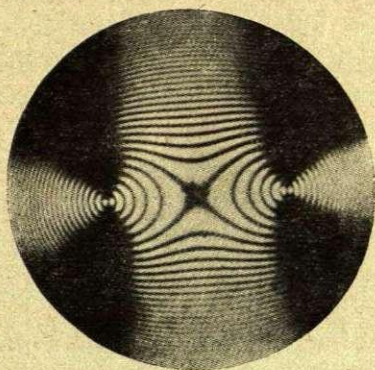
Zim. 143.
«Krustoti» nikoli.Zim. 144.
«Paraleli» nikoli.

Vienasu kristali.

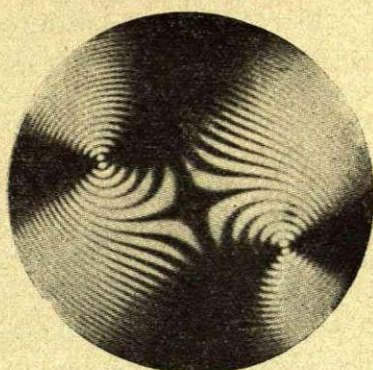
Ja mūsu rīcībā esošie kristali ir mazi, var lietot mikroskopu, kam objektīvā un okularā iebūvēts pa nikolam. Tie ir tā saucami polarizācijas mikroskopi. Viņus bieži lieto kristalu pētīšanai polarizētā gaismā.

Interesanta parādība novērojama, ja starp kristalu un polarizatoru novieto $\frac{\lambda}{4}$ -plati. Tad kristalam cauri iet cirkulari polarizēta gaisma. Tā kā ta ir ekvivalenta divam perpendikulari oscille-

jošām gaismām, tad arī viņā interference ir novērojama. Tad tumšais krusts pazūd, mainas arī izochromātu sakārtojums. Tomēr arī šo gadījumu sīkāk neapskatīsim.



Zīm. 145.
«Krustoti» nikoli.



Zīm. 146.
«Paraleli» nikoli.

Divas kristali.

§ 381. Polarizācijas plāksnes rotācija. Sacharimetrija. Ja starp krustotiem («tumšiem») nikoliem novieto planparalelu stikla plati, ar tīru ūdeni pildītu kivetī, calcīta plati un tml., nekādas pārmaiņas nenovērojam — otrajam nikolam — analizatoram gaisma cauri netiek. Bet ja stikla vietā jēm kvarca plati, kas izgriesta perpendikulāri asij, ūdens vietā piem., cukura šķīdumu ūdenī, cauri analizatoram iet gaisma. Lai tagad dabūtu tumsu, analizators ap staru kā asi jāpagriež uz vienu vai otru pusi par zināmu leņķi α . To var izskaidrot tikai tad, ja pieņem, ka ejot cauri kvarcam, cukura šķīdumam u. tml., polarizētās gaismas polarizācijas plāksne ir par leņķi α pagriezusies. Šo parādību optikā sauc par polarizācijas plāksnes rotāciju jeb griešanos. Kā redzams, ne visās vielās tas notiek. Vielas, kurās polarizācijas plāksni griež, sauc par optiski aktīvām. Tā tad kvarcs un cukura šķīdums ūdenī ir optiski aktīvi.

Vielu optisko aktivitāti pirmais novērojis Arago 1811. g. Biot, pētot šo parādību kvantitatīvi (1815. g.), atrada, ka polarizācijas plāksnes pagrieziens α ir proporcionāls aktīvās vielas slāņa biezumam, resp. aktīvās vielas masai, kam stars ir gājis cauri. Tapēc rotācijas biežumu cietās vielās bieži izteic ar to leņķi, par cik pagriežas polarizācijas plāksne uz 1 cm vai 1 mm garuma. Šķīdumos

to raksturo ar tā sauc. specifisko rotāciju, kas dod rotāciju uz 1 decimetru, dalītu ar koncentrāciju. Kvarcā, pie 20 °C, N_a — gaismas polarizācijas plāksne griežas par 21,07 uz milimetra.

Liekot dažādas kvarca plates starp nikoliem, var atrast, ka zināmos gadījumos, lai atjaunotu tumsu, analizators jāgriež uz vienu, citos gadījumos — uz otru pusi, pie kam, ja visas plates ir vienādā biezumā, vajadzīgais pagrieziena uz abām pusēm ir arī vienāds. Skatoties starp preti, vienā gadījumā griežsim analizatoru pa labi, otrā pa kreisi. Lai to izteiktu, saka, ka ir divi kvarci: viens griež polarizācijas plāksni pa labi, otrs pa kreisi. Kopumā dēļ vienu sauc par «labo», otru — par «kreiso» kvarcu.

Arī daži dabiski šķidrums ir optiski aktīvi, piem., terpentīns, dažādas organiskas skābes. Vieni no tiem griež pa labi, otri pa kreisi. Daudziem šķidrums ir abas modifikācijas — «labā» un «kreisā», piem., vīna skābei. Tad saka, ka šādi šķidrums ir optiski izomēri.

Aktīvo vielu aktivitāte nezūd, ja tās izšķīdina ūdenī, izkausē vai pat pārvērš tvaikā; izņēmumi ir reti. Tas norāda, ka aktivitāte ir ne molekularās struktūras, bet gan molekulas iekšējās būves īpatnība. Ejot cauri aktīvas vielas molekulai, gaisma, tur absorbējoties un atkal reemitējoties, iegūst zināmu jaunu vienpusību, resp. polaritāti. Tā agrākās polarizācijas plāksnes vietā rodas jauna. No tā slēdzams, ka aktīvo vielu molekulas savā iekšējā būvē ir asimetriskas.

Atzīmējams, ka optiski aktīvo vielu molekulās vienmēr ietilpst oglekļa atoms. Tas devis Le Bel'am un Van't Hoff'am pamatu hipotēzei, ka pats oglekļa atoms organiskos savienojumos ir asimetrisks. Tā kā viņš ir četrvērtīgs, viņa asimetrija izteicas ar to, ka ūdeņraža atomi, resp. dažādās radikāļu grupas ap viņu novietojas tetraedra stūros. Bet tetraedri var būt divējādi: viens kā otra spoguļa attēls, kas nekad nav kongruenti (nesakrīt). Viens no tiem reprezentē vienu un otru — otru izomēru.

No sacītā noprotams, ka ja gaismu laidīsim papriekšu cauri vienam, piem., labajam kvarcam un tad cauri tikpat biežam otram (kreisajam), nekādu plāksnes rotāciju nedabūsim: tie viens otra rota-

ciju iznīcina. Tas pats notiks, ja cauri kādam optiski aktivās vielas slānim izgājušu staru atgriezīsim atpakaļ, piem., liekot tam reflektētis no spoguļa: izgājis slānim otrreiz cauri, bet preteajā virzienā, stars savu agrāko polarizācijas plāksni būs dabūjis atpakaļ.

Polarizācijas plāksnes griešanās ir atkarīga arī no jemtās gaismas viļņa garuma. Eksperimenti rāda, ka ta izteicama ar vienādību

$$a = k \frac{b}{\lambda^2},$$

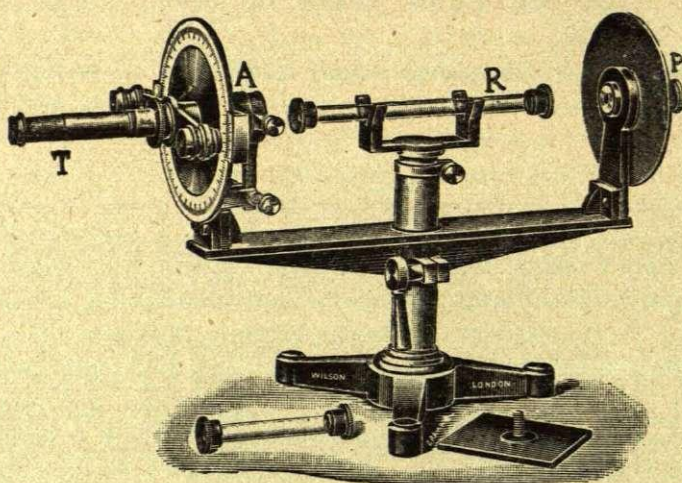
kur b — aktivā slāņa biezums (cietām vielām), λ — viļņa garums un k — proporcionalitātes koeficients, kas atkarīgs no lietotām mēru vienībām. No tās redzams, ka lielaku rotāciju dod īsie viļņi. Tapēc ja uz aktīvo slāni krit ne monochromatiska, bet balta gaisma, aiz analizatora tumsu vairs nedabūsim, bet gan vienu pēc otras spektrālās krāsas: vispirms sarkano, tad dzeltēno, zilo u. t. t. labā kvarcā, preteajā kārtībā — kreisā. Tā rodas rotācijas dispersija.

Polarizācijas plāksnes rotāciju kristalos Fresnel's izskaidro ar to, ka viņos lineāri polarizētais stars sadalās divos cirkulāri polarizētos staros. Vienā starā eteļa atomam būtu jārotē pa labi, otrā — pa kreisi, bet vienā starā vilnis iet ātrāki nekā otrā, tapēc eteļa atoma atrašanās vieta būs pa labi vaj pa kreisi no kritošās gaismas polarizācijas plāksne. Šī Fresnel'a teorija polarizācijas plāksnes rotāciju var gan formēli aprakstīt, bet ne izskaidrot.

Praksē polarizācijas plāksnes rotāciju daudz izlieto dažādu šķidrumu koncentrācijas noteikšanai. Kā teikts, plāksnes rotācijas leņķis šķidrumā ir proporcionāls aktivās vielas koncentrācijai. Novietojot kādu zināmu garuma stikla stobru ar pētāmo šķidrumu starp diviem nikoliem, atrod polarizācijas plāksnes rotāciju un tad izrēķina koncentrāciju. Tam nolūkam lietotos aparātus sauc par sacharimetriem jeb polarimetriem.

Katrā polarimetrā ir nikols — polarizators un ap asi griežams nikols — analizators. Polarizators P iemontēts metāla stobrā, tāpat analizators (zīm. 147.). Analizatoru griežot, ar to kopā griežas gradus iedalīta ripa, tā kā katru ta pagriezienu var jo precīzi atskaitīt. Pētāmo šķidrumu ielej stikla stobrā R , kuŗa galus noslēdz planparalēlām stikla plātnēm. Zīmejumā pie instrumenta kājas redzams otrs,

isaks stobrs. Eksperimenta sākumā stobru ar šķidrumu noņem un, skatoties teleskopā T , abus nikolus nostāda «uz tumsu». Lai to varētu izdarīt, polarizatorā jalaiz monochromatiska gaisma. Tādu dod



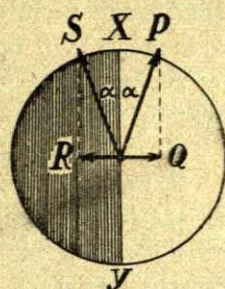
Zim. 147.
Polarimētrs.

Bunzena liesmā novietoti Na sāļi. Šo abu nikolu relatīvo stāvokli atskaita uz grādu ripas (n_0). Pēc tam noliek stobru R viņa vietā un, skatoties teleskopā, griež analizatoru pa labi vaj pa kreisi, kamēr gaisma atkal nepazūd. Tas dod kādu jaunu analizatora stāvokli n ; $n - n_0$ resp. $n_0 - n$ tad ir mekletā rotācija.

Tomēr šāds instruments ir maz precīzs, jo nikolu nostādīšana «uz tumsu» nav visai asa: daži grādi pa kreisi vaj pa labi manāmu iespaidu uz to neatstāj. Tapēc labākos instrumentos ir ieviests papildinājums, kas nostādīšanas asumu daudzkārt paaugstina. Kā šāds papildinājums var būt tā saucamā Laurent'a jeb pusviļņa plate, bikvarcs un Lippich'a polarizetājs.

Laurent'a plate ir ripa, kam viena puse no kvarca, otra no stikla. Kvarca pusripa no kristala izgriezta tā, ka ta optiskā ass ir paralela XY (zim. 148). Šī ripa novietota tulīņ aiz polarizatora. Pieņemsim, ka uz to kritošās polarizetas gaismas viļņa vektors ir vērsts virzienā OP un ka kvarca plate (pusripa) ir tik bieza, ka ordinārais stars viņā aizsteidzas par $\frac{\lambda}{2}$ ekstraordinārajam staram priekšā. Tad

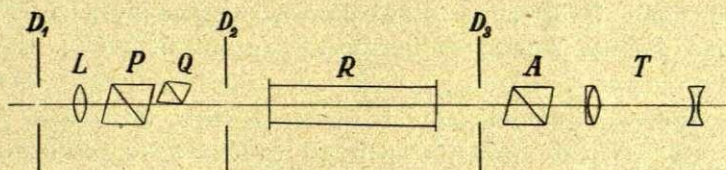
ta staru kūļa puse, kas iet cauri k v a r c a pusripai, pagriezīs savu polarizācijas plāksni tā, ka ta viļņa vektors ies virzienā OS , ta kūļa puse, turpreti, kas iet cauri stikla pusripai, agrako polarizācijas plāksni piepaturēs. Tā ripai cauri ies divi staru kūļi, starp kuŗu polarizācijas plāksnem būs leņķis 2α . Ja šie kūļi, iedami cauri analizatoram, nonāks teleskopā T , kas fokusets uz ripu, abas pusripas redzesim dažādā gaismā; un tikai tad, kad analizatora galvenā sekcija būs linijai XY perpendikulara, abas pusripas būs vienadi gaišas, jo tikai tad abas tam cauri ejošās komponentes OR un OQ būs pilnīgi vienadas. Bet tiklīdz analizatoru pagriezīsim, starp abam pusripam rasies ass apgaismojuma kontrasts. Tā šāda kvarca plate, kas tanī pat laikā ir arī pusviļņa plate, dod iespēju analizatoru polarimetrā «uz tumsu» nostādīt jo sevišķi asi. Šāda tipa polarimetru sauc par p u s ē n a s polarimetru.



Zīm. 148.

« $\frac{\lambda}{2}$ - plate.»

Tomēr arī šādam polarimetram ir trūkums: tas noderīgs tikai tam viļņa garumam, piem., $N\alpha$ — linijas garumam, kam $\frac{\lambda}{2}$ - plate taisīta. Šis trūkums novērsts minētā Lippich'a polarimetrā, kas skicets zīm. 149. D_1 ir diafragma, kam cauri iet monochromatisks gaismas stars. P ir polarizators; aiz viņa novietots otrs, Q , kas aizsedz tikai pusi no diafragmas D_1 redzes lauka.



Zīm. 149.

Lippich'a polarimetrs.

D_2 un D_3 ir atkal diafragmas, A analizators, T — astronomiskā teleskopa sistēma, kas fokuseta uz mazā polarizatora Q galu. Tad puse no redzes laukā ejošiem stariem iet cauri nikolam P , otra puse — nikolam P un nikolam Q . Ja starp abiem šiem nikoliem ir neliels leņķis φ , tāds pat leņķis ir starp abu puskuŗu polarizācijas plāksnem. Tālakais nu norisinas tāpat kā L a u r e n t'a platē: ja skatas teleskopā,

redzes lauks ir ar asu liniju sadalīts divās nevienādi apgaismotās daļās. Griežot analizatoru, dabū divus īpatņeus leņķus; pie viena pazūd lauka viena puse, otra, spilgtākā piejemas, pie otra — otrādi. Pie leņķa, kas ir taisni vidū starp šiem, abas puses ir vienādi gaišas: viss redzes lauks tad vienmērīgi apgaismots. Šis leņķis ir ļoti kritisks; tapēc to var jemt par analizatora nostādišanas references leņķi.

Bikvarcs ir kvarca ripa, kam viena puse ir no «labā», otra no «kreisā» kvarca. Ripas biezums ir ap $3,75 \text{ mm}$. Ari te analizatoru nostāda uz abu pušu vienādu apgaismojumu. Kā redzam, ari bikvarca, tāpat kā **Lippich'a** polarimētrs ir pusēnu aparāti.

§ 382. Rotācija magnetiskā laukā un deformētos apvidos. Kerr'a efekts. Izotropos ķermeņos gaisma pati no sevis dubulti nelūst; nostādīti lineāri polarizēta stara ceļā, tie polarizācijas plāksni negriež. Tie ir optiski neaktīvi. Bet ir iespējams arī viņus padarīt optiski aktīvus novietojot tos magnetiskā laukā vaj mehaniski deformējot.

Magnetiskā lauka iespaidu pirmais ir rādījis **Faraday's** (1845. g.). Ja stipra elektromagneta polos paraleli spēka linijām, iebj caurumus, starp poliem novieto kādu optiski neaktīvu vielu ar lielu refrakcijas koeficientu, piem., biezu stikla plati, kivetī ar CS_2 vaj taml., un tad to visu nostāda starp diviem krustotiem nikoliem tā, ka polarizatora dotā gaisma iet caur stiklu paraleli magnetiskā lauka liniju virzienam, analizatorā gaisma nav redzama, kamēr vien pa elektromagneta tinumiem neiet strāva. Bet tiklīdz elektromagneta ierosina, redzes lauks analizatorā kļūst gaišs. Lai atkal tumsu dabūtu, analizators jāpagriež par zināmu leņķi α . Šis leņķa virziens ir atkarīgs no magnetiskā lauka virziena, resp. elektriskās strāvas virziena elektromagneta tinumos. Strāvai uz preteju mainoties, mainas arī α uz preteju. α ir arī jo lielāks, jo intensīvāks ir magnetiskais lauks stiklā un jo biezāks ir stikls. To kopā sajēmot, var rakstīt

$$\alpha = rbH,$$

kur H — magnetiskā lauka intensitāte, b — plates biezums un r — konstante, kas nes **Verdet** konstantes vārdu. Viņa ir preteji proporcionāla lietotās gaismas viļņa garuma kvadrātam.

Ši, par **Faraday'a** efektu sauktā polarizācijas plāksnes rotācija rāda, ka magnetiskā laukā optiski neaktīvas vielas molekulas

var kļūt assimetriskas. Kad lauks izbeidzas, vielas aktivitāte arī izbeidzas un molekula iegūst savu agrāko iekšējo simetriju. Tā izskaidrojums meklējams tanīs elektronu riņķošanas orbitu deformācijās (II, § 331.), kas neizbēgami rodas atomam magnetiskā laukā nonākot.

Magnetiskā polarizācijas plāksnes rotācija atšķiras no dabiskās rotācijas. Kā bija teikts pag. §, atgriežot cauri aktīvai vielai izgājušo staru atpakaļ, tā tad liekot polarizētām starām iziet aktīvai vielai cauri papriekš vienā, tad preteji virzienā, nekādu plāksnes rotāciju nedabūjam. Ja to darām ar vielu, kas aktīva kļuvusi magnetiskā laukā, dabūjam dubultu pagriezienu, t. i. abos pretejos virzienos iegūtā plāksnes rotācija summejas. Tā liekot vielai cauri ejošām starām vairākkārtīgi reflektēties, varam dabūt ļoti ievērojamas plāksnes novēršanās.

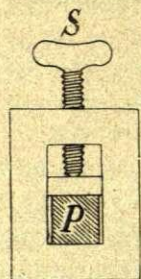
Sevišķi aktīvas magnetiskā laukā kļūst feromagnetiskās vielas — dzelzs, niķelis, kobalts. Ja šīs vielas ņem tik plānās kārtās, ka tām gaisma vēl cauri iet, var atrast, kā piem., dzelzim pietiktu ar 0,02 mm biezu slāni, lai polarizācijas plāksne videji stiprā laukā viņā pagrieztos par veseliem 360°. Vienu milimetru biežā dzelzs plātē, kas novietota perpendikulari magnetiskā lauka spēka līnijām, polarizācijas plāksne būtu apgriezusies 50 reizes.

1877. g. Kerr's novēroja nelielu polarizācijas plāksnes pagriešanos, gaismai no kāda spēcīga elektromagnēta pola reflektējoties. Polarizācijas plāksnei kritošā starā jābūt perpendikularai krišanas plāksnei. Šo parādību varam ar nupat sacīto viegli izskaidrot: kritot uz kādu materiālu un tad no tā reflektējoties, gaisma nedaudz tani iespiežas. Tā kā magnetizēta dzelzs ir ļoti aktīva, tad ar šo ļoti plāno slāni pietiek, lai gaismas polarizācijas plāksne nedaudz pagrieztos.

Polarizācijas plāksnes rotācijas konstatēšana magnetiskā laukā vaināgoja F a r a d a y'a ilggadīgās pūles atrast sakaru starp gaismas un magnetiskām parādībām, F a r a d a y's jau sen agrāki bija pārliecināts, ka tādām sakarām vajaga būt. Šodien mēs šo sakaru saprotam kā ta elektromagnetiskā lauka iedarbošanos uz atomā riņķojošiem elektroniem, ko sevi nes gaismas vilnis, un līdz ar to vielas agrāki izotropās molekularās struktūras iespaidošanu.

Izotropā viela paliek anizotropā, ja to mehāniski deformē. Tā, ja, piem., zīm. 150. attēlotā rāmī ieliek stiklu P un tad to ar

skrūvi S spiež, stiklis sāk gaismu laužt dubulti. Tāpat ja rāmi novieto starp krustotiem nikoliem: kad stiklu sāk spiest, redzes lauks analizatorā kļūst gaišs. Bet, jaatzīmē, ka deformēto aktīvo vielu anizotropija atšķiras no dabisko vielu anizotropijas: dabiski aktīvā vielā tās īpašības mainas līdz ar virzienu, deformētā, turpreti, tikai pa zināmām līnijām. Tā, piem., optiskā ass kalcīta kristālā nozīmē ne līniju, bet virzienu: katra šīnī virzienā esošā līnija ir optiskā ass. Saspiestā stiklā, turpreti, zināma īpašība (deformācija) seko tikai noteiktai līnijai.



Zīm. 150.

Iekšējā deformācija un līdz ar to anizotropisms vielā rodas arī pie straujas un nevienmērīgas atdzišanas: strauji atdzēsieti stikla gabali starp krustotiem nikoliem izturas kā aktīvas vielas. Tas dod iespēju konstatēt, vai stikls ir pietiekoši lēni un labi atlaidināts vai ne: labi atlaidināts starp krustotiem nikoliem novietots dos tumsu, nepietiekoši atlaidināts — gaismu. Bet nepietiekoši atlaidināts stikls ir mazāk izturīgs nekā labi atlaidināts. Tāpat ar krustotiem nikoliem varam konstatēt, vai kādā konstrukcijā stiklis (un arī citi caurspīdīgie izotropie materiāli) ir vienmērīgi vai nevienmērīgi apgrūtināts.

Arī elektriskā laukā novietota izotropā viela kļūst antizotropā un optiski aktīva. Tā, piem., *Kerr's*, 1875. g. novēroja, ka novietojot stikla gabalu starp induktora poliem un laižot tam gaismu cauri spēka līnijām perpendikulārā virzienā, analizatorā novērojam gaismu: stikls elektriskā laukā ir kļuvis optiski aktīvs. Šī aktivitāte gan rodas ne uz reizi, bet apm. 20—30 sek. laikā; arī tūlī pēc elektriskā lauka izslēgšanas viņa nezūd. *Kerr'a* efekts ir neatkarīgs no elektriskā lauka virziena un tā intensitātes kvadrātam proporcionāls.

Gaismas emisija un absorpcija.

§ 383. Dažādi gaismas emisijas gadījumi. Līdz šim aprakstītās gaismas parādības dod neapšaubamu liecību par tās viļņējādo dabu. Gaisma kā transversālu viļņu plūsmu izplatās apkārtējā telpā, ejot no punkta uz punktu, kā to prasa *Huygen's* a princips. Tai ir noteikts izplatīšanās ātrums, atkarīgs no tiem šķēršļiem, ko tā savā ceļā sastop. *Huygen's-Fresnel'a* teorijā, pēc kuņas gaisma ir etera elastisks vilnis, šādu šķēršļu loma piekrit

vielas atomiem un tapēc, ka tie maina etera elastiskās īpašības: ap vielas atomu, resp. pašā atomā etera elastiskās īpašības ir citadas nekā no atoma tālakās vietās; tapēc gaismas izplatīšanās ātrums materiēlā apvidū ir citads nekā brīvā eterī (vakuumā). Elektromagnētiskā, resp. elektronu teorija gaismas šķērsli redz vielas atoma elektriskā strukturā: nonākot līdz atomam, gaisma viņā sastop elektriskus vibratorus (elektronus), kušus ta ierosina oscillacijā. Līdz ar to ta zaudē savu enerģiju un izbeidzas, bet viņas vietā oscillējošais vibrators sūta jaunu gaismu. Šī pēdeajā nonāk līdz nākošam atomam, ierosina ta vibratorus, līdz ar to izbeigdamās, tās vietā rodas jauna u. t. t. Tā gaismas izplatīšanās materiēlā apvidū ir absorpciju un tām sekojošu reemisiju virkne. Šis absorpcijas un reemisijas prasa zinamu laiku un tapēc gaisma, ejot cauri materiēlam apvidum, aizkavejas. Šī aizkavešanās ir ari difrakcijas un dispersijas cēlonis. Kā izplatīšanās ātrums, tā refrakcija, resp. dispersija gaismai katrā vielā ir sava.

Tomēr aprakstītās parādības neko nedod mūsu gaismas emisijas un absorpcijas mehanisma izpratnei. Visos līdzsinejos realos un iedomatos eksperimentos gaisma bija domata kā dota. Tapēc tagad apskatīsim gaismas emisijas procesu un vispirmā kārtā apskatīsim tos apstākļus, kuži nepieciešami, lai gaisma varetu rasties.

Neatkarīgi no piejēmtās hipotezes par gaismas dabu vispirms varam konstatēt, ka gaisma var rasties tikai tur, kur ir kāda no substancem: elektrība vaj materiija; izplatīties, turpreti, gaisma var ari nemateriēlā apvidū (vakuumā). No otras puses: gaismas emisija ir neapšaubami enerģētisks notikums, tā tad saistīts ar enerģijas aizplūšanu no rašanās vietas. No ta spriežam, ka elektrība vaj materiija gaismu var emitēt tikai uz kādas citas enerģijās formas rēķina, citiem vārdiem: gaismai emitejoties, tās avotā vienmēr notiek kāda noteikta enerģijas transformacija. Tapēc, lai avots varetu gaismu nepārtraukti dot, tam nepārtraukti jāpievada enerģija kādā citā formā. Kādas enerģijas formas ir gaismas ierosināšanai noderigas?

Principā runajot tam nolūkam ir jebkuša enerģija noderīga. Ja, turpreti, vienā gadījumā mēs lietojam vienu formu, piem., elektriskās strāvas enerģiju kvēllampā vaj lokā, otrā — citu, piem., ķīmisko enerģiju degšanas procesā, tad tas atkarajas no tiem apstākļiem, kā-

dos gaisma jādabū, pareizaki sakot — no ta, kāds ir eventuelās gaismas avots: vienu avotu vieglaki un ērtaki ierosināt vienā, otru — citā ceļā. Bet savā būtībā visi ierosinašanas veidi ir vienādi: atomā ievadītās enerģijas transformēšanās viļņjadā radiacijā.

Vistipiskākais gaismas ierosinašanas pajēmiens ir vielas temperatūras paaugstinašana — vielas karsešana. Temperatūrai augot vielas atomu kinētiskā enerģija piejemas; no sākuma šī enerģija kā kinētiskā arī paliek un aug proporcionāli temperatūrai. Bet ar laiku ta sāk transformēties: kaut kādā ceļā ta pāriet atoma iekšienē, ierosinot to radiacijā; tā vielai pievadītais siltums iet ne vairs tās temperatūras paaugstinašanai vien, bet arī radiācijas emitešanai. Ja vielai pievadītais siltums kļūst lielāks un tās temperatūra augstāka, tad arī emisija kļūst intensīvāka; līdz ar to mainas emisijas spektrālais saturs (§ 388.).

Saprotams, šāds ierosinašanas veids ir noderīgs tikai tām vielām, kas pacieš augstas temperatūras. Te vispirmā kārtā minamas cietās vielas un no tām metāli, kam pietiekoši augsta kušanas temperatūra. Tāpat arī dažus šķidrums var karsejot ierosināt gaismas emisijā. Ar gazem tas izdodas tikai pie ļoti augstām temperatūram, toties ar metālu un to sāļu tvaikiem jau pie zemākām. Tā, piem., Bunzena liesmā ievietoti *Na* tvaiki dod spilgtu dzeltenu gaismu, ko mēs ne vienreiz vien esam lietojuši kā monochromatiskas gaismas avotu.

Pie šīs pašas temperatūras emisijas pieder arī gaismas emisija no elektriski sakarsetiem metāliem. Tiešam, elektriskās strāvas sakarseta metāla drāts emitē gaismu tikai savas augstās temperatūras dēļ: emisijas raksturs nemainas, ja drāti tik pat stipri sakarsē citādā ceļā. Līdz ar elektriskās strāvas ikdienas patēriņa augšanu šis gaismas ierosinašanas veids arvienu vairāk izplatās.

Elektriskā strāva ir elektronu plūsma; elektriskā enerģija ir elektronu nestā kinētiskā enerģija. Šo enerģiju elektroni ir dabuļjuši izejot cauri zinamai potenciālu diferencei. Saduroties ar vada atomiem, elektroni tiem savu kinētisko enerģiju var atdot devejadi: tieši, kā mechanisku impulsu, un netieši — radiācijas ceļā. Kā jau vairākkārt minēts, elektrons, pēkšņi savu ātrumu mainīdams, kļūst par elektromagnetiskas radiācijas avotu. Šāda pēkšņa ātruma maiņa notiek elektronam ar vada atomu saduroties, tapēc arī te var rasties radiācija. Šo radiāciju absorbējot, atomi paši var kļūt par gaismas emisijas centriem.

Tāpat augsta temperatūra ir to gaismas parādību cēlonis, ko saistam ar jēdzienu «šķilt dzirkstis». Tā, piem., aši velkot tērauda gabalu gar asu krama šķautni, dabujam veselu dzirkšu kūli. Šis dzirkstis nav nekas cits kā sīkās tērauda skaidiņas, ko asais krams, berzedamies gar tērauda gabalu, no ta atplēsis. Šīni berzē attistas tik daudz siltuma, ka atšķeltās tērauda skaidiņas stipri sakarst un tad sāk savienoties ar gaisa skābekli. No ta tās vēl vairak sakarst un kā mirdzošu zvaigžņu kūlis izklist uz visām pusēm. To izmanto šķiltavās, ko senak lietoja uguns dabūšanai.

Ari daži ķīmiski procesi var vielu ierosināt emisijai. Te pirmā kārtā minami dažādie oksidācijas procesi. Tā, piem., fosfors, oksidejoties, emitē gaismu. Ari dažos pūšanas procesos redzamā gaisma (veci prauli) ir oksidācijas sekas; kā var domāt, ari pazīstamā jāņtārpiņu spīdešana saistas ar ķīmiski-fizioloģiskiem notikumiem. Šos gaismas rašanās gadījumus sauc par chemiluminescenci.

Ari liesma ir ķīmisks process. Tomēr no liesmas dabūtā gaisma ir ne tik daudz «ķīmisma», cik «temperaturas» radiācija: liesmas gaismu dod galvenā kārtā sakarsetās ogles daļiņas; tā tad emitētā gaisma ir sakarsetas (sadegošas) ogles gaisma.

Bagatīgus gaismas efektus varam dabūt no retinātām gazem, radot tanis intensīvus elektriskus laukus. Te ierosinātais ir ne augsta temperatūra, [bet retinātās gāzes atomu (molekulu) ionizācija un tai sekojoša rekombinācija (II, § 313.). Kā ionizētaji te darbojas elektroni un ari ioni: iegūstot elektriskā laukā lielu enerģiju, elektroni (ioni), saduroties ar neitralām molekulām (atomiem), tās ionizē; šai ionizācijai seko rekombinācija, ka sekas ir gaismas emisija.

Pie šī paša ierosināšanas veida pieder dažu vielu spīdešana, ja uz tām laiž elektronus, piem., daži minerali, kā villemits (II, § 314.) u. c. Tāpat te iederas ta gaisma, ko dod cinka sulfids, ja to bombardē ar α -stariem. Kā bija rādīts II, § 326., šo ZnS mirdzešanu (scintilācijas) izlieto α -partikulu skaitīšanai. Ari šajos gadījumos elektroni, resp. α -partikulas, bombardējot vielas atomus, tos ierosina emisijā. Tāpat te iederas ari X -staru linijspektros redzamo frekvenču emisija. Ari elektriskā dzirkstele ir šīs pašas kategorijas parādība. Šos gaismas emisijas gadījumus dažreiz apzīmē kā elektroluminescenci.

Daudzas vielas dod gaismu, ja tās berzē; berzešanai nav nemaz jābūt tik stiprai, lai temperatūra kaut cik kļūtu augstaka. Tā, piem., visiem ir pazīstama cietā cukura spīdēšana, ja to tumsā skalda. Tāpat arī dažu citu kristalu skaldišanai iet līdzī vāja gaismas emisija. Tepat pieder arī cinka sulfida spīdēšana, ja to deformē, piem., spiež. Šo gadījumu pamatā ir berze; tapēc dažreiz tos apzīmē ar vienu vārdu — *triboluminescence*. Ari dzīvsudraba tvaiki, pluzdami pa kādu šauru slika cauruli un gar tās sienām berzejoties, tumsā spilgti mirdz dzīvsudrabam raksturīgā zaļā krāsā. Te gan jāpiezīmē, ka berzejoties *Hg*-tvaiki arī elektrizejas, kapēc šai mirdzešanai ir sakars arī ar iepriekš minēto elektroluminescenci.

Ari gaisma var ierosināt vielu jaunā emisijā. Daudzas vielas, absorbējot gaismu, to emitē no jauna, bet tikai pārveidotu. Tā piem., fluoresceina šķīdums ūdenī, ja to no sāniem apgaismo, dod spilgtu zaļgani-dzeltenu gaismu. Kad krītošā gaisma izbeidzas, izbeidzas arī emisija. Šis parādības sauc par *fluorescences* parādībām. Ari *X*-stari, krītot uz kādu vielu, dod jaunus — par *sekundāriem* stariem sauktus starus. Par fluorescenci un tāpat *fosforescenci* būs vēl runa § 391.

Aprakstītos emisijas gadījumos emitētā gaisma ir pašas vielas dota: te viela emitē pati savu gaismu. Bet viela var jemt dalību arī svešas gaismas *izklaidēšanā*. Tā, piem., ja gaisma krīt uz kādu duļķainu apvidu, tas to difuzi izklaidē. Ari gāzes, piem., gaiss izklaidē viņā nonākošo gaismu. Šī izklaidētā gaisma nav izklaidētajam īpatneja, kāda ir, piem., fluorescences gaisma. Ari tā saucamais «debess zilums» ir izklaidētas gaismas efekts. Par to būs vēl runa § 388.

Pavirši domājot varetum nākt pie slēdziena, ka aprakstītie dažādie gaismas izcelšanās gadījumi ir dažādi arī pēc būtības. Tā tas tomēr nav: kā jau teikts, visiem tiem ir kopejs tas, ka visos viņos atomam pievadītā enerģija pāriet tanī esošo elektronu *oscillācijas* enerģijā. Ar to atoma elektroni kļūst par elektromagnetiskiem radiatoriem un atoms par elektromagnetiskas radiācijas centru. Dažos gadījumos no ārienes pievadītā enerģija atoma elektronu *oscillācijas* enerģijā pāriet vieglaki saprotamā ceļā; tādi ir, piem., elektroluminescences un fluorescences gadījumi. Citos gadījumos (temperatūras paaugstinašana) šī enerģijas transformēšanās ir grūtāki izprotama, bet visiem ierosināšanas veidiem ir viens un tas pats

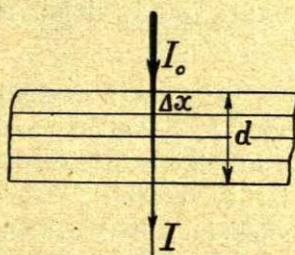
rezultats: elektronu oscillešana (pārvietošanās) atomā un līdz ar to elektromagnetiska impulsa rašanās.

Šādu izpratni pamatā liekot, mēs noteikti nostājamies uz gaismas elektromagnetiskās teorijas viedokļa. Gaisma ir elektromagnetisks vilnis, gaismas rašanās — elektromagnetisks notikums atoma iekšienē. Kā viegli saprast, elektromagnetiskā teorija Huygens-Fresnel'a elastiskā etera teoriju nebūt neizslēdz, bet gan to papildina, jo arī elektrisko un magnetisko lauku varam domāt kā zinamu etera deformāciju (II, § 192. un § 285.). Tapēc šo viedokli piepaturēsim arī uz priekšu.

§ 384. Gaismas absorbešanās. Gaisma, ejot cauri materijai, ne tikai samazina savu ātrumu, bet arī paliek vājāka: no kādas vielas gabala izejošais gaismas daudzums ir mazāks par tāni ieejošo daudzumu. Saprotams, te gaismas enerģija nav gājusi zudumā, bet tikai transformējusies citā kādā formā. Šo gaismas vājināšanos kādai vielai cauri ejot sauc par gaismas absorpciju.

Ikdienas novērojumi rāda, ka viena un ta pati gaisma dažādās vielās absorbejas dažādi: vienā vielā vairāk, otrā mazāk. To mēs saistām ar vielas caurspīdības jeb caurlaidības jēdzienu: viela ir caurspīdīga, ja ta gaismu laiž cauri nevājinātu; necaurspīdīgas vielas visu uz tām krītošo gaismu absorbē. Tā absorpcija ir zināma vielas īpašība. Bet novērojumi arī rāda, ka vienā un tāni pašā vielā katrai gaismai, t. i. katram viļņa gaļumam ir sava absorpcija. Tā, piem., ūdens laiž cauri redzamās gaimes viļņus, ultrasarkanos un ultravioletos viļņus tas, turpreti, absorbē. Tā absorpcija ir vielas un uz tās krītošās gaimes viļņa gaļuma noteikta.

Absorpcijas atkarību no minētiem faktoriem sīkaki aplūkosim § 388. Šini § runāsim par tās vispāreju raksturu. Tam nolūkam domāsim to vielu, uz kuļu gaisma krit, sadalītu ļoti plānos slāņos (zīm. 151.), katru ar biezumu Δx ; visu slāņu kopbiezums ir d . Uz šiem slāņiem krītošās gaimes intensitati nosauksim ar I_0 . Novērojumi, rāda, ka, vispirms, gaimes absorpcija kādā vielā ir jo lielāka, jo biežāks ir vielas slānis; otrkārt, gaisma absorpcijas ceļā iet zudumā jo vairāk, jo intensīvāka ta ir. Tapēc apzīmejojot pirmam slānim cauri izgājušās gaimes intensitati ar I_1 , varam rakstīt



Zīm. 151.
Absorpcija.

$$I_0 - I_1 = \Delta I = k I_0 \Delta x,$$

kur k ir proporcionalitātes faktors. No ta dabujam

$$I_1 = I_0 (1 - k \Delta x).$$

Apzīmejot otrajam slānim cauri izgājušās gaismas intensitāti ar I_2 , analogiski rakstam:

$$I_2 = I_1 (1 - k \Delta x) = I_0 (1 - k \Delta x)^2.$$

Tādas pat izteiksmes dabūsim trešajam, ceturtajam, piektajam u. t. t. slānim. Ja slāņu pavisam ir n , tad visiem tiem cauri izgājušās gaismas intensitāte ir

$$I = I_0 (1 - k \Delta x)^n.$$

Slāņus varam domāt bezgalīgi plānus; tad viņu skaits n ir bezgalīgi

liels un $\Delta x = \frac{d}{n}$ ir bezgalīgi mazs lielums. Kā zināms, izteiksmes

$\left(1 + \frac{x}{n}\right)^n$ robeža, pēc kuŗas ta cenšas, kad n aug līdz bezgalībai,

ir e^x , kur e ir naturalo logaritmu bāze. Tapēc arī mēs varam rakstīt:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - k \frac{d}{n}\right)^n = e^{-kd},$$

kas dod vielas slānim d caurizgājušās gaismas intensitāti $I = I_0$ kā

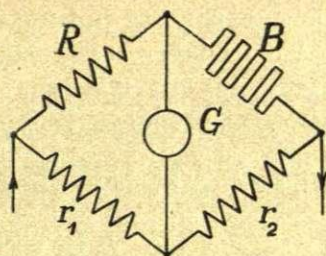
$$I = I_0 e^{-kd}$$

k ir plates materiala absorpcijas koeficients. Kā jau teikts, katrai vielai ir savs absorpcijas koeficients; bez ta vēl $k = f(\lambda)$.

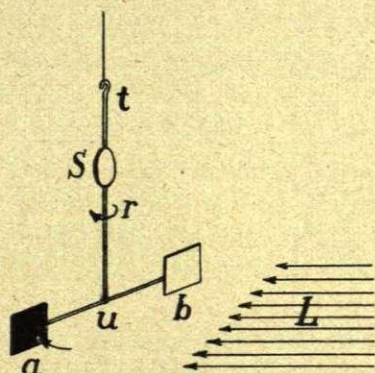
Absorbetā enerģija $I_0 - I$ neiet zudumā, bet transformējas citās formās. Te atkal iespējami dažādi gadījumi. Vispirms viena daļa absorbetās enerģijas pāriet siltumā: viela, absorbējot kādu radiāciju, sasilst. Tas nozīmē, ka daļa radiācijas enerģijas pāriet vielas molekulu kinētiskā enerģijā. Kādā ceļā tas notiek un kāds ir šis transformēšanās mehānisms, to mēs vēl nezinām. Acimredzot tas ir pretejs tam procesam, kuŗā molekulas kinētiskā enerģija pārvēršas temperatūras radiācijā (sk. pag. §).

Absorpcijas ceļā vielā radītais siltuma daudzums ir proporcionāls kā vielas absorpcijas koeficientam k , tā krītošās gaismas intensitātei. Uz šī principa dibināts dažādie radiāciju intensitāšu mē-

rotāji. Tādi ir II sējumā § 232. aprakstītais termoelements un Boys'a radiomikrometrs. Te pieder arī Langley'a konstruētais tā saucamais bolometrs. Ta princips schematizēts zīm. 152.; tas ir Wheatstone'a tilts (II, § 222.), kurā kā ceturto pretestību ieslēgta ļoti plāna platina plāksniņa B . Samēru starp r_1 un r_2 jēmu tādu, lai galvanometrs G nekādas strāvas nerādītu. Ja nu uz plāksniņu B krit gaisma, daļa tās enerģijas, absorbējoties, pāriet siltumā: plāksniņa sasilst, no ka tās pretestība pieaug. Līdzī tam izjūk tiltā vajadzīgais pretestību samērs, ko rāda galvanometrs G . Tā kā metālu pretestība aug līdz ar temperatūru — bolometra gadījumā ar plāksniņā B radīto siltuma daudzumu, tad tiltā ieslēgtais galvanometra rādījums ir absorbētās enerģijas daudzumam proporcionāls. Plāksniņa B izgriezta zig-zag-veidā; lai ta absorbētu pēc iespējas visu uz tās krītošo radiāciju, to pārklāj ar plānu platina sodreju kārtiņu. Kārtiņai jābūt tiešam plānai, jo citādi ta, vāja siltuma vadītāja būdama, neļaus absorbētām siltumam līdz plāksniņai noiet. Tieši ar bolometru var konstatēt absorbētās, resp. krītošās radiācijas intensitātes maiņu. Ja gribam to lietot radiācijas enerģijas mērošanai absolūtās vienībās, tas jāgraduē.



Zīm. 152.
Bolometra princips.



Zīm. 153.
Radiometra princips.

Tāpat ar absorpcijā radīto siltumu izskaidrojams efekts, ko fizikā sauc par radiometrisko efektu. Tas izprotams no zīm. 153.: ab ir ļoti viegls kvarca vaj cita materiāla stienītis ar plānām plāksniņām a un b galos. Stienītis pie kāta ut iekārts tievā kvarca diegā; pie kāta piestiprināts spogulītis S . Plāksniņām a, b vienas puses ir pārklātas ar sodreju kārtu. Viss tas novietots traukā, no kuŗa gaisms izpumpēts līdz apm. $0,01\text{ mm}$. Gaisma L , nonākot līdz iekārtai

sistemai, sastaps savā ceļā vaj nu plāksniņas metalisko, vaj apkvēpināto pusi. No metaliskās puses ta reflektēsies un aizies, apkvēpinātās puses sodrejos ta absorbēsies un pārvērtīsies siltumā;

tā sodrejainā virsma sasils. Līdzī tam traukā palikušās gaisa molekulas, nākot sakarā ar sasilušām sodreju virsmam, iegūs lielaku kinētisku enerģiju. No ta gaisa spiediens plāksniņu sodrejainās pusēs būs lielaks nekā metaliskās pusēs, tapēc visa diegā iekārtā sistema centisies pagriezties bultas r norādītā virzienā. Šo pagriešanos kavēs iekārtamā diega sverpšanās. Kad radiometriskais efekts kļūs vienads ar šo verpes pretestību, stienītis ab apstāsies noteiktā pagriezienā; to varesim atzīmet ar spoguļi S un kādu tāļskatu ar skalu. Pagriezienu leņķis būs jo lielaks, jo lielaka būs kritošās gaismas L absorbešanās apkvēpinātās plāksnēs; bet absorpcija būs jo lielaka, jo intensīvaka būs kritošā gaisma L . Tapēc šādu radiometru varesim lietot kā kritošās gaismas intensitātes mēru. Ar savu radiometru

Tea'r's dabū jūtību līdz $10^{-8} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$.

Zim. 154. rāda tā sauc. Crookes'a radiometru, kuŗā stienīša ab vietā ir alumīnija krusts ar četrām plāksnītem, tā kā tas var griezties. Krusta griešanās ātrums ir kritošās radiācijas intensitātei proporcionāls.



Zim. 154.
Crookes'a
radiometrs.

Agraki domāja, ka aprakstītā radiometriskā efekta cēlonis ir gaismas spiediens. Šis ieskats kā nepamatots bija jāatmet; par to runāsim § 389.

II. sējuma § 322. bija rādīts, ka gaisma, sevišķi īso viļņu gaisma, kritot uz metāliem dod fotoelektrisko efektu: ar šādu gaismu apgaismotie metāli emitē elektronus. Šo fotoelektronu ātrumu nosaka kritošās gaismas viļņa garums; tas ir jo lielaks, jo īsāks ir absorbetās gaismas vilnis, (§ 401.). Fotoelektronu daudzumu nosaka absorbetās enerģijas daudzums. Saprātams, ka šos elektronus atbrīvojot un to nesto kinētisko enerģiju vareja dot tikai metalā absorbetā gaisma. Tātad arī fotoelektriskā procesā var zust daļa absorbetās gaismas enerģijas.

Daudzos gadījumos dabūtā gaisma rada fluorescences gaismu. Kā jau teikts, kritot uz fluoresceina šķīdumu vai citu kādu fluorescejošu vielu, gaisma to ierosina jaunā un īpatņejā emisijā; šo jauno emisiju varam nosaukt par sekundāro radiāciju. Tā novērojama kā ar gaŗiem, tā īsiem viļņiem; tā arī fluorescences, resp. sekundārās radiācijas ierosināšana notiek uz absorbetās enerģijas rēķina.

Tāpat izklaidēdamās absorbejamā enerģija iet caurizgājušam staram zudumā. Tā sauc. «dienas gaisma» ir izklaidētā saules gaisma; izklaidētais te ir atmosfēras gaiss. Tāpat izklaides ceļā zaudē daļu savas enerģijas elektromagnētiskie viļņi; arī X -staru absorpcijā izklaides efektam ir liela loma (§ 393.).

Daļa absorbetās gaismas var iet arī dažu ķīmisku reakciju ievadīšanai un uzturēšanai; tās ir tā sauc. fotoķīmiskās reakcijas. Tāda, piem., ir ūdeņraža H un hlora Cl savienošanās chlorūdeņradī HCl : cauri $H + Cl$ maisījumam izgājušās gaismas intensitāte, pēc tam, kad notikusi H un Cl savienošanās, ir mazāka nekā tad, ja tā būtu izgājusi papriekšu attiecīgam ūdeņraža un tad hlora daudzumam cauri. Arī fotografija ir fotoķīmiska reakcija, kas saistīta ar kritošās gaismas absorpciju: dabūtā negatīva kontrasti dod absorbetās, resp. kritošās gaismas intensitātes kontrastus. Tāpat fotoķīmiski procesi norisinās stādu zaļās daļās, piem., lapās, kad uz tām krītošā gaisma tur absorbejas. Šādā fotoķīmiskās absorpcijas ceļā augi galvenokārt saista tos milzīgos saules enerģijas daudzumus, ko mēs vēlāk izlietojam (barība, malka, ogles.)

§ 385. Temperaturas emisija. «Siltuma stari». Redzamās gaismas spektra robeža uz garo viļņu pusi ir pie apm. 7200 Å , uz īso viļņu pusi pie apm. 4000 Å . Kā jau minēts § 353., ne visu gaismas avotu spektrālais saturs, pareizāki — atsevišķo spektra daļu svars, ir viens un tas pats: tas atkaras no ārejiem, resp. ierosināšanas apstākļiem. Ja ķermenis emitē augstas temperatūras dēļ, tad no sākuma, pie zemākām temperatūram, tā gaisma ir bagātāka ar sarkanām, pie augstākām temperatūram ar zilām, resp. violetām stariem: jo augstāka ir avota temperatūra, jo tā dotā gaisma ir «baltāka». Tas raksturo kādu vispārīgu faktu: jo «potencialāka» ir ierosmei lietotā enerģija, jo «baltāka» ir dabūtā gaisma. Tapēc, piem., elektriskās dzirksteles gaisma ir ļoti bagāta ar spektra īsiem viļņiem: spēcīgas dzirksteles dabūšanai vajadzīgi vairāki tūkstoši voltu.

Runājot par temperatūras radiāciju, sastopamies ar interesantu jautājumu: kurā brīdī karsetais ķermenis sāk emitēt redzamo gaismu, t. i., pie kuras temperatūras gul' redzamā spektra garo viļņu robeža. Ar šo jautājumu nodarbojās *D r a p e r's* pag. g. s. vidū. Novietojot noslēgtā metāla stobrā dažādas vielas un tad stobru no ārpusē karšējot, *D r a p e r's* 1847. g. novēroja, ka *v i s a s* vielas redzamo gaismu sāk emitēt pie vienas un tās pašas temperatūras: 525° C . Šis kon-

statejums ilgu laiku bija pazīstams kā Draper'a likums. Vēlākie eksperimenti tomēr rādīja, ka brīvi karseti ķermeņi sāk gaismu emitēt katrs pie savas temperatūras, atkarībā no tā, cik katrs no tiem savās īpašībās līdzinās «absoluti melnam» ķermenim. Jo ķermenis ir «melns», jo agrāki tas sāk emitēt. Tapēc nekāda Draper'a likuma nav: ja Draper's ir atradis pretejo, tad tapēc, ka viņa eksperimentā visi pētītie ķermeņi, atrodoties noslēgtā metāla čaulā, bija vienādi «melni». Tuvāki par to būs runa § 387.

Te gan piezīmejams, ka mūsu acs ir vairāk jūtīga pret zaļo nekā pret sarkano gaismu. Tā, piem., ja ūz baltas gaismas spektru, ar intensīvu sarkano galu, skatas cauri regulējamai spraugai un tad spraugu taisa arvienu šaurāku, sarkanā gala redzamā intensitāte samazinās ātrāki nekā vidējās spektra daļas intensitāte. Kad sprauga kļuvusi ļoti šaura, t. i. kad mūsu aci nonākusi gaisma ir ļoti vāja, nomanāma vēl tikai spektra zaļganā daļa. Šo parādību sauc par Purkinje efektu; ta izskaidrojums meklējams mūsu acs anatomijā. Purkinje efektu ilustrē arī sekošā parādība: ja elektriskās lampas ķēdē ieslēdz reostatu un tad labi tumšā istabā lampai cauri ejošo strāvu pakāpeniski samazina, lampas gaisma, tās diega temperatūrai samazinoties, kļūst arvienu sarkanāka, bet pašā nodzišanas mirklī sarkanā krāsa pariet pelekā. Tas ir Purkinje efekts ļoti vājā gaismā.

Sacito vērā jēmot, varam sagaidīt, ka Purkinje efektam būs loma arī pie gaismas emisijas sākšanās: tiešām, ķermeņa temperatūrai augstākai kļūstot, tā pirmā gaisma ir ne sarkana, bet pelekā. Bet ir jāsaprot, ka tas ir tikai fizioloģisks efekts, kas norisinās mūsu aci, bet ne gaismu emitejošā ķermenī.

Ikdienas novērojumi un eksperimenti rāda, ka sakarseti ķermeņi dod no sevis radiāciju jau pirms 500° , t. i., redzamai radiācijai pa priekšu iet cita — neredzama. Ta ir siltuma radiācija: no sildītā ķermeņa uz visām pusēm iet «siltuma stari». Ari šis starojošais siltums ir elektromagnētisku viļņu plūsma. Un ne tikai no sakarsetiem ķermeņiem tas nāk: to dod no sevis ik katrs ķermenis, kuŗa temperatūra nav absolūtā nulle. Pie zemām temperatūram ķermeņa siltuma radiācija ir vāja; temperatūrai augot tā kļūst intensīvāka. Tās nestā enerģija ir molekulu enerģija, kas mums ņezināmā ceļā pārvērtusies no kinētiskās elektromagnētiskā.

Aizplūstot no ķermeņa, radiācijas siltums aiznes sev līdz ta iekšējo enerģiju. Tapēc katrs brīvē atstāts ķermenis ar laiku atdziest. Atdzišana turpinas tikmēr, kamēr ķermeni vienā laika vienībā ieplūstošais siltums nekļūst vienāds ar tāni pašā laikā aizplūstošo. Ķermenis sev siltumu var dabūt divējādi: vaj nu saskaņoties ar citu, piem., kādu siltuma rezervuaru, vaj arī radiācijas ceļā. Pēdejaais siltuma uzņemšanas veids ir visizplatitākais: ķermenis absorbē līdz tam nonākušās citu ķermeņu dotās siltuma radiācijas un sasilst. No ta redzams, ka starp visiem dabas ķermeņiem ir zinama termiska sadarbība, visi dabas ķermeņi ir termiski saistiti. Tapēc ar laiku starp tiem rodas zinams *temperaturas līdzsvars*; temperaturas izlīdzinataja loma te piekrīt radiācijas siltumam. Par to būs vēl runa § 387.

Ķermeņu atdzišanas likumus pirmais pētījis Ņutons. I. sējumā, § 150. bija rādīts, ka kāda ķermeņa laikā τ zaudetais siltuma daudzums ir

$$Q = h S (\theta - T) \tau;$$

te S ir ķermeņa virsmas laukums, θ — ķermeņa un T — «apkārtnes» temperatūra. h ir «ārejās siltuma vadišanas» koeficients; katrai vielai resp. katrai virsmai tas ir savs.

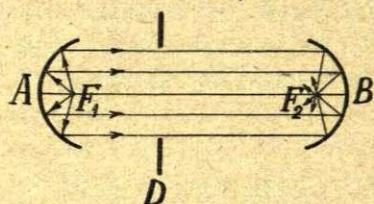
Ņutona formula istenību attēlo tikai nelielās temperatūras robežās ($\theta - T = \sim 5^{\circ}$). Labākus rezultātus dod Dulong'a un Petit formula:

$$Q = hS (\theta^4 - T^4) \tau.$$

Liekot apkārtnes temperatūru $T = 0$, no tās redzams, ka ķermeņa atdzišanas (radiācijas) ceļā zaudetais siltuma daudzums ir proporcionāls ta *temperatūras ceturtaai pakāpei*. Ari par šo jautājumu būs runa tālak.

«Siltuma stariem» ir visas «optisko staru» īpašības: tie regulāri reflektejas, pārejot no viena apvidus otrā lūst, interferē, dod difrakciju u. t. t. Kā to avotu dažādiem eksperimentiem varam jemt sakarsetus metālus, piem., kādu platina skārda gabalu, drāts pinumu, ar karstu ūdeni pildītu skārda trauku etc. Viņu konstatēšanai noder kāds no pag. § minētiem instrumentiem: termoelements, bolometrs, radiomikrometrs, radiometrs, dažiem gadījumiem vienkārši termometrs; tāpat dažī citi efekti, piem., viegli eksplodejošu vielu aizdegšanās u. c. te noderīgi.

Zīm. 155. rāda eksperimentālu iekārtu, kas ilustrē siltumstaru īpašības. A un B ir divi sferiski metala spoguļi, piem., divi lampu reflektori, kas nostādīti tā, ka to α sis iet viena otrai preti. Spoguļa A fokusā novietojam kādu siltuma staru avotu (skārda bundziņu ar siltu ūdeni); tad otrā spoguļa fokusā novietots termoelements uzrāda diezgan ievērojamu siltuma pieaugumu. Te neredzamie siltuma stari reflektējas pēc visiem optikas likumiem.

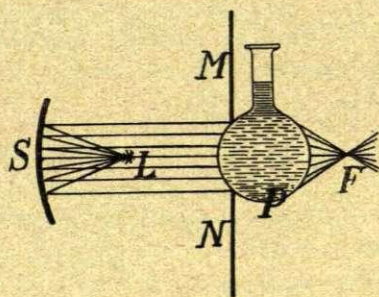


Zīm. 155.

Siltuma staru refleksija.

Ja A fokusā novietojam kādu intensīvu avotu, piem., līdz sarkanai kvēlei sakarsetu skārdu, otra spoguļa B fokusā dabūjam tik ievērojamu temperatūras pieaugumu, ka tur novietoti viegli degoši priekšmeti aizdegas (uz vates uzbērts šaujamaiss pulveris). Kaut kur citur, ārpus fokusa, siltuma efekts ir niecīgs.

Zīm. 156. rāda eksperimentu, kurā novērojama siltumstaru ūšāna. LS ir siltuma staru avots, MN — papes ekrans ar caurumu, aiz kuŗa novietota apaļa stikla kolba P ar CS_2 . Lai kolbai cauri neietu redzamās gaismas stari, sēroglekli var atšķaidīt nedaudz ioda, kas to pataisa tumšu. Siltuma stari, ejot cauri kolbai, lūzt kā lēcā un savācas kopā fokusā F . Šo fokusu konstatējam ar termometru, termoelementu vai pat vienkārši ar roku. Sērogleklis CS_2 jēmts kolbā tapēc, ka tas siltuma starus maz absorbē, bet stipri lauž.



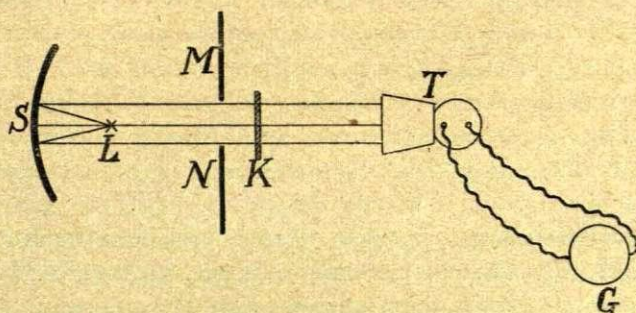
Zīm. 156.

Siltumstaru lūšana.

Kā indikatoru intensīviem siltuma stariem var jemt tās krāsainās vielas, kuŗu krāsa mainas atkarībā no temperatūras. Tāds ir dzīvsudraba vara iodīds, kam pie istabas temperatūras ir dzeltena, pie apm. $45^{\circ}C$ sarkanbrūna krāsa. Ar šādu vielu aptriepts, punktā F novietots papes gabaliņš dod spilgtu sarkano punktu. Pārvietojot papes gabaliņu kolbai tuvāki vai tālāki no tās, dabūjam lielaku vai mazaku rīpu. Tas liecina, ka neredzamie siltuma stari apaļā stikla kolbā lūzt tāpat kā redzamās gaismas stari lūzt lēcā.

Siltuma staru absorpciju dažādās vielās varam pētīt ar iekārtu, kas skicēta zīm. 157. Spoguļa S raidītā staru kūļa ceļā no-

vietojam pētamo vielas gabalu K ; izgājuši tam cauri, stari, attiecīgi vājināti, nonāk «termostabā» T , kas savienots ar galvanometru. Tad var atrast, ka dažas vielas siltuma starus laiž cauri diezgan viegli citas atkal tos pilnīgi absorbē. Ļoti transparents siltuma stariem ir



Zīm. 157.
Staru absorpcija.

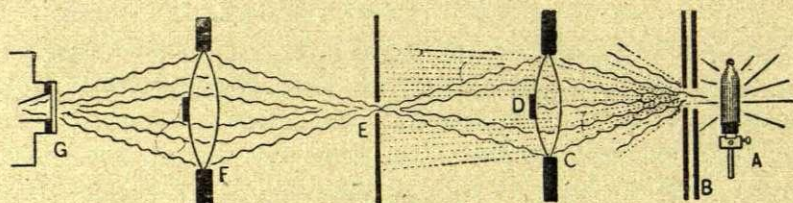
papīrs; tapēc diafragmai MN priekšā aizliktas pāris kārtas melna papīra noder kā filtrs siltuma stariem: cauri tam izgājušais, avota L dotais staru kūlis satur sevī vairs tikai diezgan homogenus siltuma starus. Tāpat ļoti «caurspīdīgi» šiem stariem ir dūmi, kas arī, tāpat kā papīrs, bagatīgi satur vieglo elementu ogli: biežam, parastai gaismai necaurspīdīgam dūmu mākonim siltuma stariet netrauceti cauri. Ari kvarcs ir siltuma stariem transparents, tāpat ebonīts. Stikls un jo sevišķi ūdens, kas parastiem gaismas stariem ir visai caurspīdīgi, siltuma starus stipri absorbē. Ūdens lielo absorpciju izmanto tur, kur siltuma stari no gaismas stariem jaatfiltrē, piem. projekcijas lukturos, mikroskopos etc; tam nolūkam gaismas staru kūļa ceļā novieto kādu stikla trauku ar caurtekošu ūdeni.

§ 386. **Ultrasarkanais spektrs.** Pag. § aprakstītos siltuma starus dod ķermeņi savas sildīšanas sākumā, t. i. pie zemām temperatūram. Temperatūrai augot arī molekulu kinētiskā enerģija, kapēc lielaks ir trieciens molekulu sadursmē un dziļaki šo triecienu radītās perturbācijas molekulās (atomos) iespīežas. Tā temperatūrai mainoties arīvien jauni atomu iekšējās būves elementi (elektroni) jem dalību radiācijas emisijā. No ta saprotams, ka temperatūrai ir liels iespaids uz emitētās radiācijas dabu: temperatūrai mainoties mainas arī radiācijas spektrālais saturs.

No otras puses, kā zinams no kinētiskās gazu teorijas (I, § 108.), ne pie vienas temperatūras gāzes molekulu ātrumi nav vienādi; tā

tad dažadas ir molekulu kinētiskās enerģijas un tapēc dažadi ir arī trieciēni starp divam molekulam. Ari šī iemesla dēļ kāda ķermeņa emitētā temperatūras radiācija ir ne elementāra, bet ar komplicētu spektrālu saturu. Tā tad var runāt arī par siltuma staru spektroskopiju.

Redzamās gaismas spektroskopijas galvenie ieroci ir prizma un difrakcijas režģis. Ari neredzamajiem siltuma stariem šie ieroci ir derīgi, tikai arī te prizmas materiālam jābūt «caurspīdīgam». Stikls tāds nav, jo kā teikts pag. §, stikls siltuma starus stipri absorbē. Transparents siltuma stariem ir nātrija hlorīds ($NaCl$), arī kvarcs; tapēc no $NaCl$ kristāla iztaisīta prizma nodēr arī siltuma staru pētīšanai (gan arī tikai līdz zināmā robežai). Tāpat no kvarca vaj nātrija hlorīda jātaisī tās lēcas, kam siltuma stari laizami cauri.



Zīm. 158.

Fokālā izolācija

Ļoti asprātīgu metodi siltuma staru monohromatizēšanai ir izstrādājuši Rubens's un Wood's; tā attēlota zīm. 158. *A* ir radiācijas avots — gāzes liesma, kurā iekārts ar dažu alkalisko zemju oksīdiem piesātināts tikliņš; tā ir tā sauc. Auer'a, resp. Welsbach'a (Auer v. Welsbach) gaisma. Alkalisko zemju oksīdi gāzes liesmā sakarst līdz augstai temperatūrai, kapēc dod spilgtu gaismu; to izlieto apgaismošanai ar gāzi. Bet arī daudz siltuma starus dod šāds Auer'a tikls. *C* ir kvarca lēca, kas uztver cauri diafragmai *B* izgājušo siltumu un gaismas staru maisījumu. Pirmie kvarcā lūzt vairak nekā otrie; tapēc attiecīgā atstatumā nostādītam ekranam *E* cauri ies tikai siltuma viļņi (zīmējumā ar viļņoto līniju attēloti). Lai cauri ekranam neizklūtu lēcas ass virzienā ejošie gaismas stari, lēcai uzlīmēta attiecīga lieluma staniola ripiņa *D*. Pēc ekrana *E* siltuma viļņi iet cauri otrai lēcai *F*, kas tos galīgi nošķir no nejauši cauri *E* izklūvušiem gaismas stariem. Tā ar šo, tā saukto fokālās izolācijas metodi pie *G* dabūjam diezgan homogēnus (monohromātiskus) siltuma starus.

Šo staru viļņu gaŗuma mēŗšanai var lietot *interferences metodi*. Par tādu jau bija runa agraki; arī II sējuma § 277., bija aprakstīta šīs metodes pielietošana īso elektromagnetisko viļņu mēŗšanai. Tam nolūkam liek siltuma staram reflektēties no diviem kvarca spoguļiem. Mainot atstātumu starp spoguļiem, var dabūt divus reflektētus starus ar noteiktu gāŗumu diferenci. Šādi divi stari interferēdami dod staru intensitātes maksimumus, resp. minimumus, ko var konstatēt ar termoelementu, bolometru, radiomikrometru vaj tml. Tādā ceļā ir dabūts, ka Auer'a lampas dotā radiācijā ir siltuma stari ar viļņa gaŗumu līdz 107μ (mikronu) = $1\,070\,000 \text{ \AA}$.

Kā redzams, šie viļņi atrodas tālu no redzamās spektra robežas 7200 \AA . Tomēr starpa starp fokālās izolācijas ceļā dabūtiem stariem un redzamās gaismas spektra gaŗako galu nav tukša. Jau 1800. g. Herschel's ar termometru vareja konstatēt, ka spektrs ar sarkanīem stariem nenobeidzas, bet ka uz gaŗo viļņu pusi vēl labi tālu atrodami neredzami siltuma stari. Ja spektra dabūšanai lieto ne stikla, bet kvarca vaj akmeņa sāls (*NaCl*) prizmu un termometra vietā termoelementu vaj radiomikrometru, var šo ultrasarkano spektru, sauktu arī par *infrasarkanāo*, izmēŗit. Tad var atrast, ka tas turpinās diezgan tālu, tuvojoties jau minētam viļņu gaŗumam 107μ . Ar stikla prizmu var iet līdz apm. $2,5 \mu = 25000 \text{ \AA}$, ar kvarcu līdz 4μ , fluorītu līdz 11μ un *NaCl* līdz $18 \mu = 180000 \text{ \AA}$. Vēl tālak var iet ar jau aprakstīto *interferences metodi* vaj arī lietojot attiecīgu difrakcijas reŗģi. Tādu var iztaisīt savēkot metāla rāŗīti ekvidistantas tievas drāŗtis.

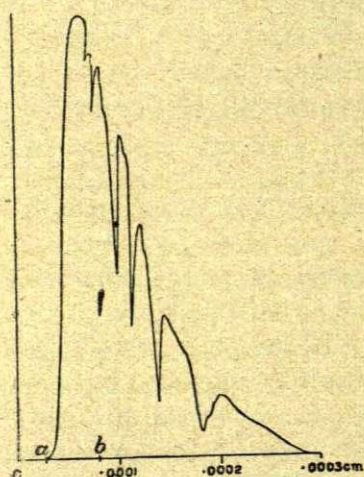
Interesantu parāŗdību 1896. g. novēŗoja Nichols: mēŗojot dažādu viļņu gaŗumu refleksiju no kvarca, viņš atrada, ka šī refleksija ir *selektīva*, t. i. ka daŗi viļņu gaŗumi no kvarca reflektejas daudz vairāk nekā citi. Tā, piem., 4μ gaŗie viļņi reflektejas ar 3% intensitāti, $8,5 \mu$ gaŗie, turpretī, ar 80%. Tā tad $8,5 \mu$ gaŗos viļņus kvarcs reflektē gandrīz tikpat labi kā metāla spogulis redzamo gaismu. Tuvāki pēŗtot izrāŗdījās, ka bez $8,5 \mu$ metaliski no kvarca reflektejas arī $9,6 \mu$ un $20,75 \mu$ gaŗie viļņi. Tas pats novēŗojams arī ar citiem kristāliem; tā, piem., *NaCl* metaliski reflektē $52,2 \mu$ un silvīns (*KCl*) $61,4 \mu$ gaŗos viļņus.

Šo selektīvo, resp. metalisko refleksiju var izlietot *monochromatisku radiāciju dabūšanai*. Tiešam, liekot kādam kompleksam ultrasarkano staru kūlīm vairākas reizes reflektēties no kvarca,

silvina vaj $NaCl$ virsmas, rezultatā reflektētā starā dabūsim praktiski vairs tikai vienu viļņa garumu: pāriejie vairakkārtīgās refleksijās būs gājuši zudumā. Tā dabūtie stari tad būs ļoti homogeni; viņus sauc par paliekošiem stariem.

Ultrasarkano, resp. siltuma staru spektroskopijā lietojamie instrumenti: termoelements, bolometrs, radiomikrometrs etc. konstatē ne tikai kādas «linijas» atrašanās vietu spektrā, piem., $NaCl$ paliekošo liniju $52,2 \mu$, bet dod arī šo liniju reprezentējošās radiācijas intensitāti. Pat vēl vairak: kādas linijas atrašanās vietu mēs tikai arī konstatējam kā izcilus maksimuma vietu vispārējā (vienlaidus) spektrā. Tapēc izejot ar savu instrumentu, piem., ļoti šauru termobateriju cauri ultrasarkanajam spektram un atzīmejot cik spējams vairaku vietu intensitates, dabūsim likni, kas ilustrēs to, kā radiācijas enerģija ir pa spektru sadalīta. Pirmais to ir darījis *Langley's*, pētot ar savu bolometru enerģijas sadalījumu saules ultrasarkanā spektrā. Spektu viņš uzjēma ar $NaCl$ prizmu. Viņa pētījumu rezultātus attēlo zīm. 159., kur abscisu virzienā iet viļņu garumi, ordinātu virzienā galvanometra rādījumi, kas proporcionāli radiācijas intensitatei. *ab* atbilst redzamam spektram. Šaurie un asie minimumi atbilst *Fraunhofer'a* linijām ultrasarkanā spektrā. *Langley's*

šini spektra daļā atradis ap 700 absorpcijas liniju. Tomēr te jāatminas, ka zīm. 159. attēlotā spektra intensitates atkarība no viļņa garuma ir ne īstā; to iespaidojis arī attiecīgo viļņu garumu absorpcija $NaCl$ prizmā. Tapēc difrakcijas spektrs, kā to arī *Langley's* ir rādījis, dod citādu intensitates sadalījumu. Tomēr enerģijas maksimuma vieta kā prizmas, tā arī difrakcijas spektrā ir viena un ta pati.



Zīm. 159.

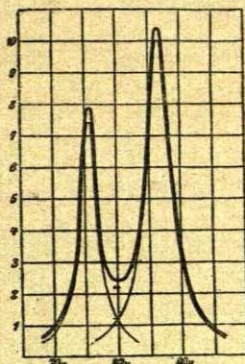
Saules spektra enerģija.

Saule ir visspēcīgākais no mums pazīstamiem radiācijas avotiem. Tapēc arī *Langley's* vareja sava spektrometra spraugu taisīt ļoti šauru un ar

to sasniegt lielu atdalīšanas spēju pie pietiekoši lielas intensitates. Zemes avoti ir daudz vājāki, kapēc spektrometra sprauga jāņem plataka; bet tas atsaucas uz spektra «tīrību». Zīm. 160. rāda ener-

ģijas sadalījumu ultrasarkanā spektrā bromkalija (KBr) paliekošo staru viļņa garuma tuvumā. Kā redzam, te ir divi maksimumi: pie $\lambda = 72 \mu$ un $\lambda = 86 \mu$. Visgařako viļņu paliekošie stari ir no jodkalija (KJ) reflektētie: $\lambda = 96,5 \mu$.

Ari šc iso ultrasarkano staru absorpcija dažādās vielās ir dažada. Praktiski tikai kvarcs un parafins tos laiž cauri. Stikls, ūdens un ūdens tvaiks tos pilnīgi absorbē.

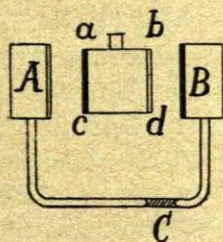


Zīm. 160.

KBr — stari.

§ 387. Kirchoff'a likums. Absoluti melna ķermeņa radiācija. Emitēdams temperatūras radiāciju, katrs ķermenis zaudē savu iekšējo enerģiju, jo radiācija kā elektromagnētiskā enerģija rodas no ķermeņa molekulu kinētiskās enerģijas. No ķermeņa virsus aizejošo enerģiju var izmērit, vaj nu direkti, vaj indirekti, piem. ļaujot tam brīvi atdzist un tad mērit ta temperatūru. Vienā laika vienībā cauri vienam virsmas cm^2 izgājušo enerģiju tad var jemt par domatā ķermeņa emisijas spējas mēru; šis emisijas spējas skaitlisko vērtību apzīmēsim ar E .

Emisija E ir atkarīga vispirms no ķermeņa virsmas īpašībam, tad no ta vielas un struktūras, tad no temperatūras. Par to var pārliecināties ar vienkāršu ierīci, kāda skicēta zīm. 161. ACB ir diferencialais gazu termometrs, t. i. divas skārda bundžas A un B , kas savienotas ar izliektu stikla stobru. Stobrā atrodas dzīvsudraba



Zīm. 161.

Ritchie eksperiments.

piliens C . Ja starp A un B rodas temperatūru diference, tanis rodas arī gāzes spiedīnu diference, kapēc C pārvietojas no augstākā spiedīna vietas uz zemākā spiedīna vietu. $abcd$ ir metala skārda kubs, kuřā varam ieliet dažādu temperatūru šķidrumus (ūdeni). Tad kuba sienas izstaros siltumu. Viena kuba siena ac ar sodrejiem notaisīta melna, pretejā siena (bd) — atstāta metaliska. Tad var novērot, ka ja nostādā bundžai A preti melno sienu ac , dzīvsudrabs C pāiet pa labi daudz vairak kā ja tai preti stāv metaliskā siena bd (lai eksperiments būtu tīrs, starp B un bd ieteicāms aizlikt papes ekranu). Tā tad, kaut gan abas sienas ac un bd ir ar vienādām temperatūram, tomēr ar sodrejiem pārklātā izstaro vairak par metalisko.

Emisijai pretejs notikums ir absorpcija. Ja emisijā ķermeņa molekulu kinētiskā enerģija pārveršas elektromagnetiskā radiācijā, tad absorpcijā tas ir otrādi: elektromagnetiskā radiācija transformējas vielas molekulu kustības enerģijā. Gan arī citās formās šī elektromagnetiskā enerģija pāriet, tomēr liela tās daļa pārveršas siltumā. Tapēc arī kāda ķermeņa absorbēto enerģiju varam izmērit, piem., ar to siltuma daudzumu, ko ķermenis absorpcijas ceļā iegūst. Tad vienā laika vienībā cauri vienam ķermeņa virsmas cm^2 iegājušo enerģijas daudzumu varam jemt par šī ķermeņa absorpcijas spējas mēru. Nosauksim to ar A .

Arī absorpcijas spēja katram ķermenim ir sava; ta atkarajās arī no virsmas īpašībām un no temperatūras. Arī tas labi novērojams ar zīm. 161. rādīto diferencialtermometru. Tam nolūkam bundžas B iekšējais sāns pārklāts ar sodrejiem; bundžas A sāns ir spoži metalisks. Ja kubu $abcd$ ar karstu ūdeni nostāda ar sānu ac pret A , starp bd un B noliekot papes ekranu, novērojam C pavirzīšanos pa labi. Ja nu kubu pagriež tā, lai ac stāvētu preti sodrejainam sānam B un lai ekrans būtu starp bd un A , C pavirzas pa kreisi, bet daudz vairāk nekā agrāk pa labi. Tas rāda, ka sodrejainā virsma B absorbē daudz vairāk ac dotās radiācijas nekā spožā virsma A . Atzīmējams, ka šajos eksperimentos kā temperatūra, tā arī radiācijas spektrālais saturs (viļņa garums) pirms un pēc kuba $abcd$ pagriešanas ir viens un tas pats.

No sacītā arī noprotams, ka starp kāda ķermeņa emisijas un absorpcijas spējam ir zinama sakarība: sodrejainā virsma ac vairāk emitē nekā spožā virsma bd , bet virsma B vairāk absorbē nekā virsma A . Šis sakars jau bija pazīstams Leslie, Melloni u.c. Tomēr precizā formā viņu demonstrēja tikai Ritchie ar zīm. 161. rādīto diferencialtermometru: ja kubu nostāda kā zīmējumā rādīts, t. i. ar ac pret A un bd pret B , dzīvsudraba piliens C nemainas, ja kuba ūdens temperatūra mainas. Tas rāda, ka ja sodrejainā virsma ac intensīvāk emitē nekā virsma bd , tad tik pat reiz virsma A mazāk absorbē nekā virsma B . C tuliņ pārvietojas (pa kreisi), ja kubu pagriež tā, ka ac stāv pret B un bd pret A . No ta nāk slēdziens, ka kādas virsmas absorpcijas spēja A ir tās emisijas spējai E (pie tās pašas temperatūras) proporcionāla, t. i.

$$E = e A,$$

kur e ir proporcionalitātes faktors.

Šo slēdzienu apstiprina daudzi novērojumi. Tā, piem., ja uz platina skārda kautko uzraksta ar melnu tušu un tad skārdu karsē Bunzena liesmā, melnais raksts kļūst gaišs uz sakarsetā skārda: vairak absorbedama tuša vairak ari emitē pie augstakas temperaturas.

Kirchhoff's 1859. gadā sakaru starp E un A formuleja vēl precizaki, un proti, ka pie dotās temperaturas un dotā viļņu gaņuma attieciba starp emisijas un absorpcijas spēju visiem ķermeņiem ir viena un ta pati; citiem vārdiem sakot: proporcionalitates faktors e nav atkarigs no ķermeņu īpašibam, bet tikai no temperaturas un viļņu gaņuma, t. i.

$$e = f(T, \lambda).$$

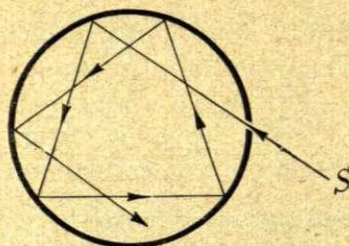
Šis formulejums pazīstams kā Kirchhoff'a likums. Bet te jāuzsver, ka tas attiecinams tikai uz temperaturas radiaciju. Daudzos redzamās gaismas gadījumos tas nav lietojams.

No uzrakstītā sakara redzams, ka gadījumā, kad $e = \text{const.}$, $e = E$, ja $A = 1$. Bet $A = 1$ nozīmē, ka dotais ķermenis absorbē visu uz viņu krītošo radiaciju. Tāds ķermenis (tāda virsma) neko nelaiž cauri un neko nereflektē; ķermeni, kam būtu tādas īpašibas, sauc par absolūti melnu ķermeni. No ta redzams, ka e ir absolūti melna ķermeņa emisijas spēja; līdz ar to ta ir emisijas spējas E maksimalā iespējamā vērtiba. Tā tad absolūti melnam ķermenim ir ari vislielākā emisijas spēja.

Otrs interesants gadījums ir $A = 0$. Tas būtu ķermenis, kas neko neabsorbē, tā tad visu uz ta krītošo radiaciju laiž cauri vaj ari visu reflektē. Tāds ķermenis būtu ideali caurspīdīgs (transparents), resp. tas būtu ideals spogulis. Bet tad būtu jābūt ari $E = 0$, t. i. tāds ķermenis neko nevarētu ari emitēt. No ta redzam, ka ķermenis nevar emitēt to radiaciju, kuŗai tas ir caurspīdīgs, vaj kuŗu tas pilnīgi reflektē.

Absolūti melns nav neviens dabas ķermenis; katrs ķermenis daudz vaj maz uz ta krītošo radiaciju reflektē un ļoti plānās kārtās jemts nedaudz tās laiž cauri. Ļoti tuvu ar savām īpašibam absolūti melnam ķermenim stāv sodreji, resp. melna tuša; tāpat melnā krāsa, ar ko krāso drēbes, tad melns samts. Bet tādu ķermeni var radīt

māksli. Zīm. 162. rāda tukšu sferisku čaulu ar nelielu caurumiņu; eksiene pārklāta ar sodrejiem. Pa šo caurumiņu čaulā ielaižam kādu radiācijas staru. Reflektēdamies no čaulas sienām, bet arvien vairāk tanis absorbēdamies, stars no čaulas ārā iznākt vairs nevarēs, jo maza ir ticamība, ka tas atradis ceļu uz ārēni. Tā visa tukšā čaulā iegājusi enerģija būs absorbēta: čaula izturiesies kā absolūti melns ķermenis.



Zīm. 162.
Absolūti melns ķermenis.

Bet arī otrādi: ja čaulu turesim pie tādas temperatūras, pie kuras tās iekšiene varēs radiāciju emitēt, no tās cauruma nāks absolūti melna radiācija. Saprotams, ta absolūti melna būs tikai attiecīgai temperatūrai. Tā čaula būs absolūti melns ķermenis arī emisijas ziņā.

No sacītā redzams, ka ja kādā noslēgtā telpā tiek karseti kādi ķermeņi, emisija, kas nāk no šīs telpas, ir no šo ķermeņu īpašībām neatkarīga. Ar to arī izskaidrojams § 385. minētais *Draper'a* novērojums, ka visi ķermeņi sāk emitēt redzamo gaismu pie 525°C : *Draper's* pētāmos ķermeņus karseja noslēgtā metala stobrā, kam vienā galā bija stikla lodziņš; ta viņa novērotā radiācija bija nekas cits, ka stobra iekšienes melnā radiācija, kas sākas pie temperatūras 525° .

Sakarsetos metālu tvaikos, piem. ar *Na* dzeltenī krāsotā *Bunzena* liesmā, *Kirchhoff'a* likums izpaužas pazīstamā spektrālo līniju reversijā: ja baltas gaismas spektru laiž cauri *Na*-liesmai, *Na* dzeltenās līnijas vietā dabūjam tumšu absorpcijas līniju. Tā tad *Na*-liesma absorbē visvairāk to radiāciju ($\lambda = 5893 \text{ \AA}$), kuru ta tanis pašos temperatūras apstākļos visintensīvāki emitē. Tāpat apvēršas arī dažas citas, bet gan tikai temperatūras ceļā ierosinātas metālu tvaiku līnijas; metaloīdi spektrālo līniju apvēršanos nedod, tapēc metaloīdu emisijā *Kirchhoff'a* likums nav vietā. Arī *Fraunhofer'a* līnijas saules spektrā ir apvērstas līnijas; te apvēršana (absorpcija) notikusi saules chromosferā.

§ 388. Enerģijas sadalījums spektrā. Radiācijas formulas. Pag. § formulētais *Kirchhoff'a* likums ir viens no tiem likumiem, kas nes radiācijas likumu nosaukumu. Šini paragrafā apskatīsim dažus citus no tiem, bet gan tikai temperatūras radi-

acijai dabūtos. Par likumiem, kas kontrolē iso viļņu (X -staru) emisiju, būs runa vēlāk (§ 393.).

Viena no svarīgām likumībām ir tā, kuŗā saistas kāda ķermeņa emisija, pareizaki — ta emitētās radiācijas intensitate un temperatura. Pirmo informaciju te dod jau minētais Ņutona atdzišanas likums: izstarotā siltuma daudzums ir ķermeņa un apkārtnes temperatūru diferencei proporcionāls. Bet kā teikts, Ņutona likums ir derīgs tikai šaurās temperatūru robežās. Daudz labāks ir Dulong'a un Petit formulētais sakars

$$Q = hS (T^4 - \Theta^4) \tau,$$

kuŗā laikā τ zaudētais (izstarotais) siltums ir temperatūru ceturto pakāpju diferencei proporcionāls. Liekot apkārtnes temperatūru $\Theta = 0$, dabūjam, ka ķermeņa izstarotais siltuma daudzums, resp. izstarotā enerģija ir ta temperatūras ceturtaī pakāpei proporcionāla. Pie šī slēdziena bija nācis arī Stefan's, atrazdams, ka tas attiecināms uz visiem temperatūras radiāciju emitējošiem ķermeņiem.

Pie ta paša slēdziena ir nācis arī Boltzmann's teoretiskā ceļā, pētot absolūti melna ķermeņa emisiju. Viņa domu gājienu varam tā illustret. Domāsim noslēgtu trauku, kam iekšiene ir melna un kuŗā ielaists zināms daudzums radiācijas. Traukā ir virzulis, ar kuŗa pārvietošanos trauka tilpums var samazināties vaj palielināties. No trauka sienām reflektēdamās un tāpat tanīs absorbēdamās, radiācija uz tām spiež; par to sīkaki būs runa nākošā §. Tapēc traukā ielaisto radiāciju var uzskatīt kā gāzi, kas cenzdamās izplesties, spiež uz trauka sienām. Tāpat kā parastā gāze atrodas temperatūras līdzsvarā ar trauka sienām, arī šī «radiācijas gāze», resp. radiācijas deformētais ēteris trauka iekšienē ir ar trauka sienām temperatūras līdzsvarā: temperatūrai mainoties mainās arī radiācijas spiediens. Un arī otrādi: mainot radiācijas tilpumu, varam mainīt arī tās temperatūru. Ar šo «gāzi» tad var taisīt I. sējumā § 159. aprakstīto Carnot ciklu un aprēķināt šī cikla enerģiju, t. i. siltuma daudzuma un temperatūras bilanci. To darot Boltzmann's atrod, ka traukā esošās radiācijas intensitate E ir proporcionāla temperatūras ceturtaī pakāpei:

$$E = a T^4;$$

te a ir konstante. Šis sakars pazīstāms Stefan'a-Boltzmann'a likuma vārdā.

Stefan'a likumu eksperimentāli ir pārbaudījuši Lummer's un Pringsheim's, mērojot ar bolometru absolūti melna ķermeņa izstarojumu temperatūras robežās no 100° — $1300^{\circ}C$. Līdz ar to viņi dabūjuši konstantēs a skaitlisko vērtību kā

$$a = 1,171 \cdot 10^{-5} \frac{erg}{sec} = 0,498 \cdot 10^{-12} \frac{gr. cal}{sec}$$

Otrs svarīgs jautājums, ar kuŗu jasastopas radiācijas teorijā, ir jautājums par enerģijas sadalījumu spektrā un par šī sadalījuma atkarību no temperatūras. Stefan'a likums dod melna ķermeņa enerģijas koeffektu (integralās radiācijas intensitāti); bet kādi viļņa garumi nes lielāko, kādi mazāko enerģiju spektrā, par to tānī runa nav; tāpat arī nenoskaidrots paliek tas, vaj temperatūrai mainoties nemainas arī enerģijas maksimuma atrašanās vieta spektrā. Ikdienas novērojumi, turpreti, rāda, ka mainoties radiācijas avota temperatūrai, mainas arī emitētās enerģijas spektrālais saturs. Vispirms tas sakams par redzamās gaismas avotiem: jo augstāka kļūst avota temperatūra, jo «baltāka», t. i. bagātāka ar īsiem (ziliem, violetiem) viļņiem kļūst gaisma. Tas nozīmē, ka pie augstākas temperatūras lielāka kļūst īso viļņu intensitāte.

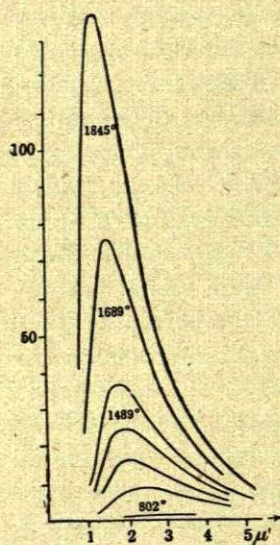
Tā tas ir ne tikai redzamās gaismas, bet arī tīrās temperatūras radiācijas spektrā. W. Wien's ir konstatējis, ka temperatūrai ceļoties, radiācijas enerģijas maksimums spektrā pārvietojas uz īso viļņu pusi. Šo Wien'a likumu varam izteikt rakstot

$$\lambda_m T = const,$$

kur λ_m nozīmē to viļņa garumu, kuŗa enerģija ir vislielākā. Jo augstāka kļūst temperatūra T , jo mazāks paliek λ_m — enerģijas maksimums pārvietojas uz spektra violeto galu.

Sakarā starp radiācijas intensitāti un viļņa garumu sakarseta platina spektrā rāda zīm. 163.; abscisu virzienā doti viļņa garumi mikronos, ordinātu — radiācijas intensitātes. Liknes uzņemtas pie dažādām temperatūram no 800° līdz $1845^{\circ}C$. Temperatūrai augot

radiācijas integralā intensitāte kļūst lielāka, bet līdz ar to tās maksimums noteikti pārvietojas uz īso viļņu pusi: pie 800° maksi-



Zīm. 163.
Enerģija spektrā.

mums ir pie apm. $2,4 \mu$, pie 1489^0 pie $1,8 \mu$, pie 1689^0 pie $1,4 \mu$ un pie 1845^0 jau pie $1,2 \mu$.

Wien'a vārdā pazīstama arī tā sakarība, kādā stāv enerģijas maksimuma skaitliskā vērtība E_m un temperatūra. Ta dabūjama ņemot vērā Stefan'a likumu:

$$E_m T^{-5} = \text{const.}$$

Cik tālu abi šie Wien'a likumi atbilst īstenībai, tas redzams no sek. Lummer'a un Pringsheim'a dabūtiem skaitļiem (λ_m ir mērits mikronos, T — absolūtās skalas grados):

T	λ_m	E_m	$\lambda_m T$	$E_m T^{-5}$
1650	1,78	270	2928	$2246 \cdot 10^{-17}$
1260	2,35	69	2959	2176 "
1094	2,71	34	2956	2166 "
908	3,28	13,6	2980	2208 "
723	4,08	4,3	2950	2166 "
611	4,53	2,02	2814	2190 "

Kā no tabeles redzams, tiešam $\lambda_m T$ un $E_m T^{-5}$ ir konstanti lielumi (eksperimenta kļūdas robežās) diezgan plašā temperatūru intervalā.

Konstantā produkta $\lambda_m T$ vidējā skaitliskā vērtība ir ap 2940. Bet λ var mērit arī absolūtās vienībās, t. i. centimetros = $10^4 \mu$. Tad

$$\lambda_m T = 0,294 \frac{\text{cm}}{\text{grad}}.$$

Kā bija minēts pag. §, absolūti melna ķermeņa emisijas spēja e ir atkarīga kā no temperatūras, tā arī viļņa garuma λ . Rakstot e vietā E , varam teikt, ka

$$E = f(\lambda, T).$$

Ši ir viena no vissvarīgākām funkcijām ne tikai radiācijas teorijā, bet arī visā fizikā, jo tikai viņu zinot varesim uzrādīt isto

enerģijas sadalījumu pa emitēto spektru. Tapēc daudzi teoretiķi ir mēģinājuši šo funkciju uzrakstīt. Pamatodamies uz zināmām hipotēzēm par sakarību starp gāzes molekulas kustību un tās emitēto viļņa garumu, Wien's atrod, ka augšējā sakarība būtu izteicama ar

$$E_{\lambda} = \frac{c}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}},$$

kur β un c ir konstantes. Tomēr šī sakarība noder tikai īsiem viļņiem (maziem λ).

Rayleigh's dod sakaru

$$E_{\lambda} = \frac{c_1}{c_2} \frac{T}{\lambda^4}$$

kur c_1 un c_2 ir konstantes, bet šis sakars noder tikai visai garjiem viļņiem, pareizāki sakot — lieliem λT . Vistuvāki īstenībai stāv M. Planck'a formula

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

kur h un k ir atkal konstantes. Šī formula ietver sevi abas agrākā pie lieliem λT no tās nāk Rayleigh'a, pie maziem λT — Wien'a formula. No tās izrēķinātie skaitļi labi saskan ar eksperimentā dabūtiem, kā tas redzams no nākošās tabeles; ta jemta no Rubens'a un Kurlbaum'a pētījumiem (viļņu garums $\lambda = 51 \mu$):

T	$E_{\text{novēr.}}$	$E_{\text{izrēķ.}}$
523	31	30.4
773	64.5	63.8
1023	98.1	97.2
1273	132.0	132.0
1523	164	166
1773	196	200

Funkciju $E = f(\lambda, T)$ meklejot, Planck's ir gājis citādu ceļus, nekā tas fizikā bija pieņemts. Turoties pie elektromagnetiskās gaismas teorijas, arī viņš kā emisijas centrus domā molekulās esošos

elektromagnetiskus oscillatorus, kas savu enerģiju var emitēt un arī svešu enerģiju absorbēt. Bet ja klasiskā elektrodinamika pieņem, ka oscillators savu enerģiju apkārtnei atdod nepārtraukti, t. i. negaidot kamēr ta viņā uzkrājas, tad Planck's ir spiests no šī viedokļa at-sacīties: savu formulu, t. i. patieso enerģijas sadalījumu pa spektru viņš dabū tikai pieņemot, ka elektromagnetiskais oscillators savu enerģiju izstaro ne nepārtraukti, bet gan pēc tam, kad tās zinams daudzums viņā uzkrājies. Tā tad oscillejot oscillators no sākuma enerģiju krāj (akumulē); kad tās uzkrājies zinams daudzums, tas to visu uzreiz izmet apkārteņā telpā, lai tad krāšanu sāktu no gala. Tā ar šo Planck'a hipotezi fizikā ir ienācis pavisam jauns un klasiskai elektrodinamikai svešs ieskats: emitētā enerģija iet no sava avota ne nepārtrauktas plūsmas, bet gan atsevišķu porciju, atsevišķu enerģijas «kvantu» veidā. Ar to Planck's ir licis pamatu savai t. s. kvantu teorijai; par to būs vēl runa § 400.

Planck'a formulā konstantēm h un k ir liela principiāla nozīme; k ir temperatūras konstante formulā $\frac{1}{2}mv^2 = kT$; tās skaitliskā vērtība un dimensija ir (sk. I, § 123.):

$$k = 2,02 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{grad}}.$$

Konstante h arī ir universāla konstante; viņa nes Planck'a konstantes vārdu. Tās skaitliskā vērtība un dimensija ir

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

Minētie radiācijas likumi atrod plašu pielietojumu praksē augstu temperatūru mērīšanā, tā sauc. optiskā pirometrijā. Kā zināms, ar gāzu termometru var mērot temperatūras līdz 1100° (slāpekļa termometrs). Vēl augstākas temperatūras var mērot ar tādu metālu termoelementiem, kuņu kušanas temperatūras ir augstas. Bet arī te ir liktas robežas.

Temperatūras noteikšanai optiskā ceļā noderīga var būt Wien'a likuma izteiksme. Kā no augšējās tabeles redzams, $\lambda_m T$: tapēc izmērojot enerģijas maksimumam atbilstošo viļņa garumu λ_m spektrā, T dabūjam aprēķina ceļā. No zīm. 161. redzams, ka saules spektrā enerģijas maksimums ir ap 0,5 μ . Liekot to λ_m vietā un pieņemot, ka saule emitē kā absolūti melns ķermenis, dabūjam saules temperatūru tuveni $T = 6000^\circ \text{ C}$.

Tāpat arī Stefa'n'a likuma izteiksme optiskai pirometrijai ir noderīga: izmērojot integrālo radiāciju E un zinot konstanti a , dabūjam T^4 un tad T . Industrijā optisko pirometriju plaši pielieto; tomēr tās tehniskās metodes šē sikaki neapskatīsim.

§ 389. Radiācijas spiediens. Kā jau bija teikts, ja radiāciju ielaiž kādā noslēgtā traukā, starp to un trauka iekšējo sienu drīz iestājas temperatūras līdzsvars. Tad radiācija vienmērīgi piepilda visu trauku, tā kā katrā ta tilpuma vienībā ir zināms tās daudzums. Ja radiācijas traukā ir vairāk, vaj ja trauka tilpums samazinās, vienas tilpuma vienības radiācijas daudzums kļūst lielāks. Tā varam runāt par radiācijas blīvumu.

Radiācija, nonākot līdz trauka sienai — vispārīgi — līdz kādai vielai, vaj nu no tās reflektējas, vaj tāni absorbejas. Kā vienā, tā otrā gadījumā radiācija un materiāla viena uz otru darbojas. Tapēc var rasties jautājums, vaj radiācija, līdz materiālam nonākusi, uz to neatstāj arī kādu mehāniski konstatējamu iespaidu? Kā tāds iespaids pirmā kārtā verētu būt spiediens.

Šāds jautājums bija jo sevišķi vietā 18. g. simtenī, kad valdīja Ņutona korpuskulārā gaismas teorija. Tapēc arī jau tāni laikā vairākkārt tika meklēts gaismas spiediens uz to priekšmetu, uz ko ta krit. Tomēr šie meklējumi palika bez sekmēm. Tāpat bezsekmīgi bija arī Fresnel'a u. c. pētnieku meklējumi 19. g. simtenā sākumā.

Gaismas spiedienu kā savas elektromagnētiskās gaismas teorijas secinājumu bija paredzējis Maxwell's. Ja gaisma ir elektromagnētisks vilnis, tad tas savā izplatīšanās virzienā nes ne tikai zināmu enerģiju, bet arī zināmu impulsu. Šis impulss ir proporcionāls enerģijas blīvumam tāni apvidū, kas vilni nes. Kad vilnis nonāk līdz absorbejošai vielai, ta impulss kā mehānisks spiediens pāriet uz vielu. Ja viļņa intensitāte ir E un ja tas krit uz vielu ar leņķi φ , ta dotā spiediena normalā komponente ir

$$P_n = \frac{E \cos^2 \varphi}{c}$$

kur c ir gaismas ātrums vakuumā $\left(3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}\right)$. Kopā ar šo nor-

malo spiedienu uz absorbejošā ķermeņa virsmas rodas tangenciali vērsts spraigums

$$P_t = \frac{E \cos \varphi \sin \varphi}{c}.$$

No šim izteiksmem var sagaidamo gaismas spiedienu izrēķināt.

Novērojumi rāda, ka saules radiacijai zemes virsu $E = 0,175 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{sec}}$.

Ja zeme visu uz to krītošo saules enerģiju absorbētu, tas dotu ($\varphi = 0$)

$$P_n = \frac{0,175 \cdot 10^7}{3 \cdot 10^{10}} \frac{\text{erg sec}}{\text{sec cm}^2 \text{cm}} = 5,8 \cdot 10^{-5} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}.$$

Kā redzam šis spiediens ir ļoti mazs, tapēc arī grūti izmērojams. Mākslīgo avotu radiāciju intensitātes ir vēl mazākas. Ar to arī izskaidrojamas agrāko novērotāju neveiksmes šo spiedienu konstatēt.

Pie tāda pat slēdziena kā Maxwell's nāca Bartolli, domājot radiāciju kā gāzi, kas kādā traukā ielaista uz tā sienām spiež, un tad pielietojot šai «gāzei» termodinamiskas metodes.

Ja ķermenis gaismu neabsorbē, bet visu reflektē, gaisma tam pie refleksijas atdod normālo komponenti

$$P_n = 2 \frac{E \cos^2 \varphi}{c}$$

tangencialā komponente, turpreti, iet zudumā. Ja ķermenis reflektē tikai daļu no krītošās radiācijas, spiediens ir mazāks.

Meklejojot radiācijas spiedienu eksperimentālā ceļā, jasastopas ar vienu grūtību: radiometrisko efektu, par kuŗu bija runa § 384. Šis efekts arī bija kā pirmais, ko Crookes's, meklejot gaismas spiedienu, novēroja. No sākuma arī vareja domāt, ka tas ir mekletais gaismas spiediens; bet salīdzinot to ar augšējo aprēķinu, redzam, ka lieluma ziņā tās ir pavisam dažādas lietas.

Gaismas spiedienu patiešam konstatet un arī izmērit izdevās P. L. ebedew'am 1900. g. un dažus mēnešus vēlāki, neatkarīgi no viņa, Nichols'am un Hull'am. Te lietotā metode ir tāda pat kā zīm. 153. skicetā: gaismu laiž uz plānām metala plāksniņam, kas iestiprinātas viegla, ļoti tievā diegā iekārta stienišā galos. Laižot

gaismu plāksnitem te no vienas, te no otras puses, var izslēgt radiometrisko efektu un dabūt tīro gaismas spiediena efektu. Lebede w'a un Nichols'a un Hüll'a eksperimenti rāda, ka Maxwell'a teorijas paredzetais gaismas spiediens kā kvalitatīvi, tā arī kvantitatīvi tiešam ir. Ar to Maxwell'a elektromagnetiskā gaismas teorija ieguva ļoti solidu pamatu.

Interesants ir jautājums, kā gaismas spiedienam preti izturas ļoti mazu dimensiju ķermeņi, piem., putekļi, molekulas etc. Ja arī viņi radiāciju absorbē, tad sagaidāms, ka zināmos apstākļos saules gaismas spiediens uz tiem varēs būt lielāks par to smagumu un tie, sekodami šim spiedienam, no saules arī aizies. Vienkāršs aprēķins rāda, ka ūdens pilienu gadījumā tas notiks tad, ja pilienu rādiuss būs

$$r = 7,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm,}$$

t. i. ar sarkanās gaismas viļņa garumu. Ir izteiktas domas, ka tādā ceļā ir varejušas izplatīties saules sistēmā un varbūt pat vēl tālāki dažas sīkas augu sporas, tā dodot sākumu dzīvībai ne tikai uz vienas planētas, bet arī uz citām. Tāpat ar saules gaismas spiedienu ir mēģināts izskaidrot to pazīstamo faktu, ka kometu astes ir vienmēr vērstas virzienā no saules. Spektroskopiskie novērojumi rāda, ka kometu astes ir ar molekularu būvi. Bet nav jāaizmirst, ka ļoti mazi ķermeņi, kuŗu dimensijas salīdzināmas ar gaismas viļņa garumu, gaismu var arī neabsorbēt. Ap tiem notiekošās difrakcijas parādības var visu notikumu pavisam citādi iespaidot.

Vēl atzīmejams, ka Ehrenhaft'am ir izdevies novērot parādību, kas preteja radiācijas spiedienam: intensīvā gaismā dažu vielu submikroskopiskas daļiņas iet nevis no avota, bet gan uz avotu. Šo parādību sauc par fotoforezi. Ta, domājams, vedama sakarā ar radiomikrometrisko efektu.

§ 390. Ultravioletais spektrs. Uz īso viļņu pusi redzamās gaismas spektrs sniedzas līdz apm. 4000 Å. Tas ir spektra violetais gals. Bet arī aiz šīs redzamās robežas ir vēl stari, kā to jau 1801. g. konstatējis Ritter's — ja vien gaismas avota temperatūra, resp. tā ierosināšanai lietotā enerģija ir bijusi pietiekoši liela. Šo īso viļņu neredzamo radiāciju sauc par ultravioleto radiāciju, tai atbilstošos «starus» par ultravioletiem stariem.

Ultravioleto staru visraksturīgākā īpašība ir to fotoķīmiskā aktivitāte. Daudzas reakcijas ultravioletā gaismā norisinās ātrāki.

daudzas tikai viņā. Ari fotografiskā filmā notiekošie procesi ir jo sevišķi uz ultravioletiem stariem atsaucīgi. Tapēc fotografiskā plate ir viens no vislabākajiem šo staru konstatēšanas līdzekļiem: uzņemot kāda gaismas avota spektru uz fotografiskas plates, dabūjam vaj nu vienlaidus nomelnojumu, vaj arī atsevišķas līnijas, resp. joslas aiz redzamā viļņu garuma 4000 Å .

Ar parastiem optiskiem līdzekļiem, t. i. stikla lēcas un prizmas lietojot, ultravioletā spektrā tālu iekļūt nevar. Stikls ir ultravioletiem stariem maz caurspīdīgs; kronglass ir parasti nedaudz caurspīdīgāks nekā flintglass. Tapēc ar stikla prizmu un stikla lēcām reti kad var iet tālāki par 3200 Å . Gan dažus gadus atpakaļ Schott'a firma Jenā ir atradusi un laidusi tirgū tā saucamo «uviola» stiklu, kas laiž cauri līdz 3000 Å . Daudz caurspīdīgāki šiem īsiem viļņiem ir kvarcs, kurš laiž cauri līdz 1850 Å ; vēl jo caurlaidīgāks ir fluorīts, kas sāk manāmi absorbēt tikai par 1000 Å īsakus viļņus. Bet te jāpiezīmē, ka lai šos viļņus varetu fotografiskā ceļā konstatēt, nepieciešamas speciēlas fotografiskas plates ar ļoti plānu želatīna kārtu, jo parasto plašu želatīna slānis absorbē jau sākot ar apm. 2200 Å . Tādas plates tiek taisītas; tās nes Šūmana plašu vārdu.

Tā tad ultravioletā spektra dabūšanai jālieto fluorīta, resp. kvarca spektrografs, t. i. spektrografs, kam visa optika (prizma un lēca) ir no fluorīta, resp. kvarca. Tā kā pilnīgi dzidrs fluorīts lielākos gabalos ir reti sastopams un tapēc ir ļoti dārgs, parasti lieto kvarca spektrografus. To konstrukcija, t. i. atsevišķo daļu sakārtojums ne ar ko neatšķiras no parastā spektrografa konstrukcijas (§ 358.). Tikai jāpiezīmē, ka spektrogrāfiem nodomatās kvarca prizmas ir speciēli jābūvē, jo kvarcs ir dubultlauzošs kristāls un tapēc dod divus attēlus. Ari tas, ka ejot optiskai asij paraleli, stars prizmā sadalās divos cirkulāri polarizētos staros, nedod vajadzīgo spektrālo līniju asumu. Šie trūkumi ir novērsti Cornu (Kornī) prizmā, kas taisīta no divām — «labā» un «kreisā» kvarca prizmam, ar 30° leņķi katra; kopejās prizmas leņķis tad ir 60°.

Kvarca optikas vietā spektrogrāfā jāņem fluorīta optika, ja gribam pētīt ultravioleto spektru viļņu rajonā zem 1800 Å . Ar šādu fluorīta spektrogrāfu Schumann'im ir izdevies izsekot ultravioletajam spektram līdz 1100 Å .

Interesantu principu ultravioletā spektrogrāfijā ievēdis Fèry: viņš kvarca prizmu taisa ne ar līdzenām virsmām, bet ar vienu ieliektu, otru izliektu virsmu. Šāda prizma tad darbojas kā prizma un lēca vienā un tānī pašā laikā.

Ekstremā ultravioletā spektra pētīšanai (zem 1000 \AA) jālieto aparāti, kurš nekādu absorbejošu daļu nav. Tādi var būt tikai spektrografi ar konkavu difrakcijas režģi, kas darbojas kā režģis un konkavs spogulis reizē. Ar šādiem spektrografiem ir strādājuši Lyman's un Millikan's. Tādā ceļā pēdējam ir izdevies izmērit ultravioleto spektru ($A\text{-}$ dzirkstele kā avots) pat līdz 139 \AA , pie kam režģis var būt tikai ar $500 - 1000$ vadziņam uz milimetra. Ta ir vistālākā vieta ultravioletā spektrā, kas tagad sasniegta ar optiskiem līdzekļiem.

Ne tikai cietie un šķidrie ķermeņi īsos (ekstremos) ultravioletos viļņus absorbē; arī gāzes to dara un diezgan jūtami. Tā, piem., 1 mm biezs gaisa slānis pie 760 mm spiediena absorbē visus viļņus, kas īsāki par 1700 \AA . Tapēc ekstremo ultravioleto spektru pētot jālieto vakuum spektrografs. Tāds arī bija nupat minētais Schumann'a fluorīta un Millikan'a režģa spektrografs. Ari zemes atmosfēra absorbē labu daļu tai cauri ejošās īso viļņu saules radiācijas; atmosfērai cauri neiet viļņi, kas īsāki par 2930 \AA .

Ultravioletie stari ir aktīvi fotoķīmiski; tapēc tiem ir ārkārtīgi ievērojama loma stādu un dzīvnieku augšanas, t. i. saules enerģijas asimilācijas procesos. Ja šo staru augošam organismam nav, tas nevar normali attīstīties. Tas norāda uz ultravioleto staru lielo iespaidu arī uz daudziem fizioloģiskiem procesiem. Tapēc pēdējā laikā ultravioletos starus daudz sāk lietot medicīnā. Ir radusies vesela «ultravioleto aparātu» industrija, kas ražo aparātus šo staru dabūšanai. Tomēr jāatzīmē, ka ultravioleto staru iespaidu un lomu augšanas un arī citos fizioloģiskos procesos mēs pazīstam vairāk kvalitatīvi nekā kvantitatīvi. Tapēc to izlietošana un pielietošana līdz šim nekadreiz ir bijusi racionāla.

Ultravioletos starus dod avoti, kas ierosināti ar lielu enerģiju. Tāds avots ir arī saule, tikai zemes atmosfēra tās starus absorbē; bet, kā jau teikts, līdz apm. 3000 \AA gaīri viļņi saules radiācijā vēl ir. No mākslīgiem avotiem minams vispirms kvarca dzīvsudraba loks, t. i. kvarca caurulē starp diviem dzīvsudraba elektrodiem radīts elektrisks loks. Ar to var dabūt intensīvu īso viļņu avotu līdz 1850 \AA . Tad bagāts ar īsiem viļņiem ir dzelzs loks, bet jo sevišķi elektriskā dzirkstele starp diviem metāla (kadmija, alumīnija) elektrodiem. Dzirksoteles gaismas ierosināšanai jemtā enerģija ir liela (daži tūkstoši voltu); tapēc tās enerģijas maksimums iet tālu uz īso viļņu pusi.

Ultrasarkanā spektrā bija novērojama tā sauc. selektīvā refleksija (§ 386.); tāda pat ir arī ultravioletā spektrā. Tā, piem., ja kadmija dzirksteles gaismai liek vairāk reizes reflektēties no monobromnaftalina, no tās paliek tikai divas līnijas 2321 un 2228 *A*; pat *Cd* intensīvā ultravioletā līnija 2573 *A* uz fotoplates nav vairs redzama. Tā tad arī te ir «paliekošie stari». Kā redzesim § 396., selektīvā refleksija vedama sakarā ar rezonances paradībam, kuŗas, rodas, ja kritošās gaismas frekvence sakrīt ar to oscillatoru dabisko frekvenci, kādi ir reflektejošās molekulās. Tai līdzī iet arī selektīvā (anomalā) dispersija.

Saprotams, ultravioletie viļņi, tāpat kā redzamās gaismas viļņi, dod interferences, difrakcijas u. c. «optiskās» parādības. Tā, piem., jau pag. g. simteņa sākumā T. Young's dabuja Ņutona gredzenus ultravioletā gaismā. Par difrakciju bija jau minēts sakarā ar Millikan'a konkavo režģi. Vēl tikai piezīmejams, ka to iespāids uz mūsū aci, ja tas turpinās ilgāku laiku, var būt kaitīgs. Tapēc strādājot ar kvarca lampu vaj dzelzs loku ieteicams lietot vienkārša stikla brilles.

Ļoti aktīvi ir ultravioletie stari fluorescence ierosināšanā. Šo viņu īpašību arī izlieto to konstatēšanai; par to būs runa nāk. § Tāpat ievērojams ir to dotais fotoelektriskais efekts; tapēc ultravioletā spektra pētīšanai var lietot arī fotoelektrisko šūnu (sk. § 337.). Arī par šo efektu sīkāk runāsim vēlāk.

§ 391. Fluorescence un fosforescence. Lai viela varetu gaismu emitēt, tai jāpievada enerģija no ārienes. Šī enerģija tad pāriet uz vielas atomiem, ierosinot tanīs zināmu vaj zināmus elektriskus oscillatorus. Pagājušos §§ apskatītā temperatūras emisijā šo enerģiju atomiem dod vielas molekulu (atomu) temperatūras kustība t. i. tā nāk no molekulu kinētiskās enerģijas: divam molekulam saduroties zināma daļa no to enerģijām pāriet atoma ierosināšanai.

Bet atomā enerģiju var ievadīt arī citādi; tā tad var būt arī citi ierosināšanas veidi. Vispirms te mināma atomu bombardēšana ar elektroniem. Ar zināmu ātrumu *v* skrejošs elektrons, kā rādīts II., § 323., nes sev līdz zināmu kinētisku enerģiju $\frac{1}{2}mv^2$. Saduroties ar atomu, tāds elektrons atomam daļu (vaj visu) savas enerģijas var atdot un šī enerģija tad iet atoma emitejošā mehānisma ierosināšanai. Par šo ierosmes veidu būs runa vēlāk. Bet arī ar

kādu citu radiaciju atomu var ierosināt. Absorbejot gaismu atoms līdz ar to uzņem sevī enerģiju, kuŗa iet jaunas emisijas radīšanai. Šo pēdejo ierosmes veidu tagad apskatīsim.

Te var būt divi gadījumi: 1) atoms, svešo gaismu absorbedams, to visu tuliņ izlieto un savu gaismu emitē bez kādas nokavešanās. Tapēc te sagaidams, ka atoms, radiaciju emitēs tikai tik ilgi, kamēr darbosies viņu ierosinošā gaisma; kad ta izbeigsies, atoma emisija tuliņ pazudis. Šāda parādība optikā ir pazīstama; to sauc par *fluorescenci*. 2) Absorbedams enerģiju atoms tuliņ visu to neemitē, bet tikai daļu: pārejo tas potenciālā formā uzkrāj. Kad beidzot ierosinošā gaisma izbeidzas, atomā ir palicis uzkrāts zinams enerģijas daudzums, ko tas turpina emitēt. Tā te emisija līdz ar krītošās gaismas izbeigšanos neizzūd, bet zinamu laiku vēl turpinās. Šo parādību sauc par *fosforescenci*; vielas, kuŗās ta novērojama, sauc par «fosforiem». Kā no teiktā redzams, robežu starp fluorescenci un fosforescenci grūti vilkt.

Fluorescence novērojama kā cietās, tā šķidrās, tā arī gazejadās vielās. No cietām vielām tipiski ir daži kristāli, piem., krāsainais fluorīts (kalcīta fluorīds); no ta arī cēlies visas parādības nosaukums. Caurejošā gaismā šāds fluorīts izskatās gaiši zaļā krāsā; bet koncentrējot uz to intensīvu saules vai loka lampas gaismu, redzēsim to mirdzam tumši zilā krāsā. Tāpat intensīvi fluorescē daži urāna un platīna oksīdi. Tā, piem., tā saucamais urāna stikls fluorescē gaiši zaļi-dzeltenā krāsā,

Stipri fluorescejoši šķidrums ir chlorofila ekstrakts, parafīna eļļa (petroleja), tad eskulina, eozīna, fluoresceīna u. dažu citu krāsu vielu šķidrums ūdenī. Chlorofila fluorescence ir sarkana, fluoresceīnam zaļi-dzeltena. Zilu fluorescence gaismu dod sērskābā chinīna šķīdums ūdenī, kam piepilināti daži pilieni sērskābes.

Vielas fluorescence gazejadā stāvoklī vislabāk izpētīta *tvaikiem*. Ja stikla kolbā iebraž dažus joda graudiņus, tad kolbu cik iespējams izpumpē un tad aiztaisa cieti, dabūjam ar joda tvaikiem pildītu telpu. Koncentrējot ar kādu lielaku lēcu saules vai loka lampas gaismu kolbas iekšienē, arī pie istabas temperatūras dabūjam gaiši mirdzošu iedzeltenu koncentretās gaismas konusu: te gaismas ceļā fluorescē joda tvaiks. Ari *Na* un dzīvsudraba tvaiks dod fluorescence parādību; tad evakuētais trauks vairak vai mazak jasilda. Tvaika fluorescence tuliņ izbeidzas, ja traukā ielaiž gaisu vai kādu citu gazi.

Fluorescence ir saistīta ne tikai ar vispāreju, bet arī ar selektīvu absorpciju: ejot cauri fluorescejošai vielai, gaisma galvenā kārtā zaudē zināmus viļņu garumus. Tā, piem., fluoritam cauri izgājusi balta gaisma ir palikusi iedzeltena, tāpat fluoresceina šķidrums cauri izgājusē. Jau Herschel's 1845. g. novēroja, ka cauri fluorescejošai vielai izgājis gaismas stars to pašu vielu otrreizējā fluorescencē ierosināt nevar; tā fluorescenci ierosinot gaisma zaudē zināmus viļņus no sava spektrālā saturā. Tā tad fluorescence var rasties tikai uz zināmu viļņu rēķina.

Šo parādību tuvāki pētījis Stokes's nāca pie slēdziena, ka fluorescences gaismas viļņu garums ir vienmēr lielāks par zudumā gājušo viļņu garumu. Tas nozīmē, ka kāda zināma viļņu garuma ierosināšanai vienmēr vajadzīgs īsāks viļnis. Viļņu garuma jēdziena vietā frekvences jēdzienu ņemot, to varam arī tā izteikt: fluorescenci ierosinošai frekvencei vienmēr jābūt lielākai par ierosināmo frekvenci. Tā tad ja fluorīts dod zilu fluorescences gaismu, tā ierosināšanai noder tikai īsākie, t. i. violetie viļņi; ne sarkanā, ne dzeltenā, pat ne zaļā gaismā fluorīts nefluorescē. Chlorofila ierosināšanai (sarkans) noder visi stari sākot ar dzelteno, fluoresceina (zaļš) — zilie un violetie. Šo konstatējumu sauc par Stokes'a fluorescences likumu.

Kā katrs empirisks likums, arī Stokes'a likums ir tuvens likums: daudzos gadījumos zināmu fluorescenci var ierosināt arī ar mazāku frekvenci nekā pēc šī likuma būtu vajadzīgs. Neskatoties uz to, kā kvalitatīvs likums tas daudziem mērķiem ir noderīgs.

Savu novērojumu Stokes's ir izlietojis, lai konstatētu ļoti vājas fluorescences. Tam nolūkam ņemami divi filtri, no kuriem viens laiž cauri tikai zilus un violetus starus, bet pārējos absorbē, otrs — absorbē zilos un violetos, pārējos laižot brīvi cauri. Šādi divi filtri, kopā salikti, būs recaurredzami. Tāpat neredzesim gaismu, ja kādu nefluorescejošu priekšmetu apgaismosim caur zilo (pirmo) filtru un uz to skatīsimies caur otro (dzelteno). Bet ja cauri pirmam filtram izgājusi zilā gaisma ierosinās šī priekšmeta fluorescenci, tās gaisma, ar gaŗaku, piem., zaļu vilni būdama, dzeltenajam filtram cauri ies un mēs priekšmetu redzesim. Par šādiem filtriem var būt kobalta stikls kopā ar parasto zaļo stiklu (zilais filtrs) un parastais dzeltenais stikls (dzeltenais filtrs). Tā var konstatēt pat ļoti vājas fluorescences, un tā atrasts, ka fluorescejošu vielu ir daudz vairāk nekā mēs parasti domājam: papīrs, zilonkauls, korka, āda un daudzas citas parastās vielas dod fluorescences efektu.

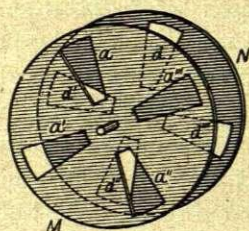
Kā jau teikts pag. §, fotografiskā plate ir visjūtīgākais ultravioleto staru indikators. Bet arī fluorescences parādības var jemt palīgā ultravioletās gaismas konstatēšanai. To panāk ar tā saucamo fluorescences okularu. Tas ir parastais okulars, kurā diegu krusta vietā novietota kāda caurspīdīga fluorescejoša materiāla, piem., uranstikla plate. Ja uz šādu plati fokusē kādu īsa viļņa spektrālu līniju, tā radītās fluorescences dēļ kļūst redzama. Tomēr fotografiskā metode ir par šo jūtīgāka.

Fluorescences gaisma nāk ne tikai no fluorescejošās vielas virsmas, bet arī no iekšienes. Nākot ārā apkārteņā gaisā, t. i. no optiski blīvāka apvidus mazāk blīvā, fluorescences gaismas viena daļa reflektējas (iekšēji), otra — lūzt. Tapēc sagaidāms, ka fluorescences gaisma būs parcieli polarizēta. Novērojumi šo paredzējumu arī apstiprina; sevišķi interesanti šini ziņā ir dažādi fluorescejoši kristāli, piem., magnezija platino-cianīda kristāli.

Fosforescence. Fluorescences gaisma pastāv tikai tik ilgi, kamēr darbojas ierosinošā gaisma. Bet, kā jau teikts, ir vielas, tā sauc. «fosfori» kas absorbējot ierosinošo gaismu, daļu tās uzkrāj (akumulē) un tad to vēlāk atdod kā fosforscences gaismu. Pie šādiem «fosforiem» vispirmā kārtā pieder dažādi *Ca*, *Ba* un *Zn* sāļi, sevišķi sulfāti un sulfīdi. Tā, piem., cinka sulfīda (*ZnS*) kristāli kas kādu laiku ir bijuši dienas vaj loka lampas gaismā, tumsā vēl ilgu laiku mirdz. Tāpat ilgu laiku pēc apgaismošanas mirdz minerāls villemīts.

Fosforescences ilgums ne visiem fosforiem ir vienāds. Ir starp tiem dažādi, kuŗu spīdēšana turpinās stundām ilgi, piem. kalcija sulfīds; bet ir arī tādi, kas fosforescē tikai sekundes un to daļas.

Fosforescences ilguma noteikšanai ir konstruēti aparāti, kuŗus sauc par fosforoskopiem. Zīm. 164. rāda Becquerel'a konstruēto fosforoskopu. Tas taisīts no divām vienāda lieluma ripām *M* un *N* uz kopejas ass. Ripās ir četri izgriezumi *a* un *d*, un tā novietoti, ka vienas ripas izgriezumam preti stāv otrās ripas starpa starp izgriezumiem. Pētāmo vielu novieto starp ripām, stipras gaismas avotu nostādot tām vienā pusē. Tad ripām griežoties viela ir gaismā tikai tanīs brīžos, kad tā stāv preti pirmās ripas izgriezumam; pārējā laikā tā ir tumsā. Novērotājs savu aci novieto preti



Zīm. 164.
Fosforoskops.

ir gaismā tikai tanīs brīžos, kad tā stāv preti pirmās ripas izgriezumam; pārējā laikā tā ir tumsā. Novērotājs savu aci novieto preti

otrās ripas caurumu rindai. Lai blakus gaisma novērošanu netraucetu, ripas ar pētamo vielu iemontetas noslēgtā kastē ar diviem tubusiem: viens — gaismas ielaišanai, otrs — otrā pusē — novērošanai. Tā kā ripu izgriezumi nekad nestāv viens otram preti, tad novērotājs pētamo vielu apgaismošanas brīdī nekad neredz, bet gan nākošā mirkli pēc apgaismošanas. No tā saprotams, ka nefosforescejoša viela fosforoskopā redzama nebūs; redzamas būs tikai fosforescejošās vielas, kas pašas dod savu gaismu. Ripam ar kautkādu ātrumu griežoties redzesim fosforescejošo vielu iemirdzamies un atkal nodziestam; bet pie noteikta griešanās ātruma fosforescejošo vielu redzesim spīdam nepārtraukti. Tas būs tad, kad vielas fosforescešanas ilgums būs vienāds ar to laiku, kuŗā ripas caurums atrodas mūsu acs priekšā; tā tad otrā ripa darbojas kā stroboskops. Tapēc, zinot ripas griešanās ātrumu, var fosforescences ilgumu izrēķināt.

Te gan piezīmejams, ka šāda veida fosforoskopu lietojot pētamai vielai jābūt caurspīdīgai; necaurspīdīgu vielu fosforescences pētīšanai novērošana jāizdara no tās pašas puses, no kuŗas vielu apgaismo. Tas panākams starp ripam iemontejojot attiecīgus spoguļus.

Ar Becquerel'a fosforoskopu iespējams noteikt fosforescences ilgumus, kas nepārsniedz pat 10^{-4} sekundes. Un tad izrādas, ka fosforescence ir daudz izplatītāka nekā to domājam: alkaļu metālu sāļi, alumīnija, urāna un platīna savienojumi, tāpat ārkārtīgi organisko vielu daudzums dod ilgāku vai īsāku fosforescenci. Tāpat fosforescē visas fluorescejošās cietās vielas; fluorescejošie šķidrums un tvaiki, turpreti, nekādu fosforescenci nedod.

Liels iespaids uz vielas fosforescenci ir temperatūrai: temperatūras paaugstināšana veicina fosforescenci, līdz ar to saīsinot tās ilgumu. Tas labi novērojams ar parasto cinka sulfīda ekranu: ja šādu fosforescejošu ekranu tumsā kādā vietā silda, tās vietas fosforescence paliek intensīvāka. Bet drīzi vien sasildītā vieta kļūst tumšāka par savu apkārtni; no tā spriežam, ka sasildīšana gan fosforescences intensitāti paceļ, bet tas notiek uz fosforescences ilguma rēķina. Šī efekta novērošanai pietiek ekranam (no muguras puses) pat tikai pieskārties ar pirkstu, resp. rokas plaukstu: drīzi vien plauksta attēls diezgan spilgti atšķīras no apkārtejā fluorescejošā fona.

Siltuma īpašību — dzēst fosforescenci — izlieto ultrasarkano staru spektroskopijā. Ja ultrasarkano spektru met uz kādu fluorescejošu

ekranu, piem., uz kādu ar kalcija sulfīdu aptriektu papē vāj stikla gabalu, «siltuma staru» spektrālo līniju vietās fosforescence no sākuma piejemas, bet tad drīz stipri pavājinās; tā beidzot uz fluorescejošā fona dabūjam tumšas līnijas — ultrasarkano spektru.

No sacītā slēdzams, ka fosforescences gaisma rodas no uzkrātās absorbetās gaismas enerģijas. Absorbējot gaismu, viela to visu uz reizi tūlī atkal neemitē, bet vienu daļu piepatur. Kādā formā tā vielā paliek, to mēs nezīnam, bet varam domāt, ka absorpcijas procesam līdzī iet zināmas, ķīmiskām pārmaiņām līdzīgas pārmaiņas vielā. Absorpcijai izbeidzoties, šīs pārmaiņas «iet atpakaļ», no ka rodas fosforescences gaisma. Paaugstinot vielas temperatūru, mēs šo atpakaļiešanas procesu, resp. fosforescenci pātrinām, tāpat kā temperatūra pātrina daudzas ķīmiskas reakcijas. Bet te piezīmejams, ka šāds fosforescences izskaidrojums ir tīri kvalitatīvas dabas.

Fosforescejošās vielās uzkrātais enerģijas daudzums ir jo sevišķi liels pie zemām temperatūram. Tā, piem., Dewar's ir rādījis, ka dažas vielas (amonija platīno-cianīda kristāli), atdzesetas līdz šķidrā ūdeņraža temperatūrai (-252°C) tad ilgāku laiku turetas spilgtā gaismā, novietotas tumšā nekādu fosforescenci nedod, bet tūlī sāk spīdēt, kad temperatūra kļūst augstāka. Tas rāda, ka nupat minētās pārmaiņas vielā, kas rodas gaismai tur absorbējoties, pie zemām temperatūram ir visai stabilas.

Aprakstītās fosforescences parādības nedrīkstam jaukt ar pazīstamo fosfora spīdēšanu tumšā. Fosforescences cēlonis ir vielas iepriekš absorbetā gaisma, fosfora spīdēšana, turpretī, ir tīras chemiluminescences gadījums: fosforam oksidējoties ap to rodas dažādi gazejādi oksidācijas produkti, kuņu molekulas rašanās brīdī emitē gaismu. Kā to rādījis A. Petrikalns, galvenais fosfora gaismas emitētājs ir fosfora trioksīds (P_2O_3).

Fluorescences un fosforescences ierosināšanā jo sevišķi aktīvi ir violetie un ultravioletie viļņi, t. i. viļņi ar lielu frekvenci. Tapēc sagaidāms, ka arī X -stari dos kā vienu, tā otru. Novērojumi to arī apstiprina. Sevišķi stipri fluorescē X -staru aspidēts barija platīno-cianīds. No šīs vielas taisītos ekranus lieto X -staru konstatēšanai (II, § 321.).

§ 392. X -staru izcelšanās. Nepārtrauktais spektrs. Par X -staru īpašībam bija jau minēts II, § 321.; turpat arī bija dots

iss viņu izcelšanās apraksts. Tie ir elektromagnetiski viļņi, līdzīgi redzamās gaismas viļņiem, tikai to gaņums ir mazs. Kā rādīts § 373., šo pēdejo dabujam no X-staru difrakcijas parādībām, kas novērojamas dabiskos režģos — kristalos.

X-staru īpašību studešana ir bijusi bagata ar daudziem praktiskiem sasniegumiem. Te pirmā vietā minama praktiskā medicina, tad daudzas tehnikas nozares, piem., dažādu materialu izmeklēšana u. c. Bet vēl jo lielaka ir bijusi šīs studešanas loma pie daudzu tiri zinātnisku — fizikālu un ķīmisku problemu atrisināšanas. Ja atoma būve ir viens no svarīgākajiem fizikas problemiem un ja gaisma, kas no tā nāk, ir tas ziņnesis, kas mums sniedz ziņas par šo būvi, tad X-gaisma šo uzdevumu pilda jo sevišķi labi un tapēc, ka ta nāk no tām atoma daļām (iekšienes), kur atomā valdošie apstākļi ir jo sevišķi raksturīgi un blakus notikumu neapēnoti. X-staru gadījumā ierosināšanas, pareizāki — izstārošanas mehānisms ir vienkāršāks, kaut gan pati ierosināšana grūtāka nekā redzamās gaismas gadījumā. Tapēc X-staru īpašības un to spektrus pētīt varam dabūt plašu informāciju kā par emisijas, tā arī absorpcijas mehānismu atomā. Tā kā šāda informācija mums būs nepieciešama vēlāk (§ 402.), tad arī šo § veltīsim X-stariem.

X-stari dod divējadus spektrus: vienlaidus (nepartrauktu) un atsevišķu līniju spektru. Pirmais atbilst «baltajam» spektram redzamā gaismā, otrs — līniju spektram. Parasti abus spektrus dabujam reizē: uz vienlaidus spektra fona atsevišķas līnijas. Tomēr izcelšanās apstākļi un rašanās mehānisms katram spektram ir savs. Baltais X-staru spektrs ir to elektromagnetisko impulsu kopums, ko dod kāds katoda elektrons savas nobremzēšanas brīdī; atsevišķās līnijās reprezentētās monohromatiskās radiācijas, turpreti, dod antikatoda materiala atomos esošie strukturas elektroni.

Kad katoda elektrons nonāk no katoda līdz antikatodam, starp kuņiem potenciālu diference ir V , tam ir ātrums v un līdz ar to kinētiska enerģija

$$\frac{1}{2} mv^2 = eV,$$

kur m ir elektrona «masa» un e lādiņš. Antikatoda materialā ieskrienot, elektrons nobremzējas, zaudejot kā ātrumu, tā daļu kinētiskās enerģijas. Bet skrejošs elektrons reprezentē elektrisku strāvu (II, § 319.), tapēc ta nobremzēšanos varam iztulkot kā pēkšņu strāvas intensitātes samazināšanos, ka sekas ir indukcija (II, § 278). Tā tad

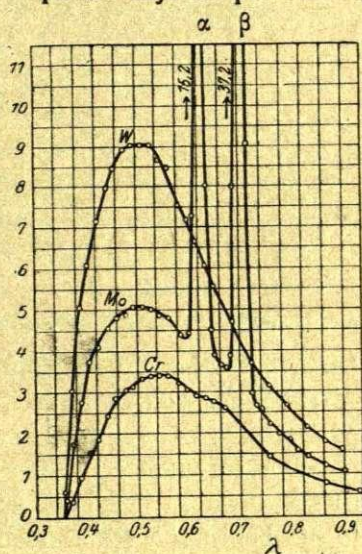
ap katru nobremzētu elektronu rodas elektromagnētisks indukcijas impulss, kas kā elektromagnētisks viļnis apkārtējā eterī izkliet uz visām pusēm. Te notiek tas pats, ko novērojam, ja rāmā ūdenī no kāda augstuma krit akmens. Kad tas līdz ūdens līmenim ir nonācis, tam ir zināma kinētiska enerģija, ko tas iegūvis no potenciālo enerģiju diferences (starp agrāko pacēluma augstumu un ūdens līmeni). Ieskrienot ūdenī, akmens zaudē daļu savas kinētiskās enerģijas; tānī pat brīdī tas izjauc rāmo ūdens līmeni, ka sekas ir līmeņa savīļņošana. Šis savīļņojums savā izcelšanās vietā nepaliek, bet ar noteiktu ātrumu izplatās pa ūdens virsu uz visām pusēm, nesot sev līdz zināmu enerģiju. Ta ir akmeņa zaudētā kinētiskā enerģija. Tā līmenim cauri ejot akmens zaudē daļu savas enerģijas; ta pāriet apkārtnes savīļņojumā un no notikuma vietas izkliet uz visām pusēm. Pēc tam akmens turpina savu ceļu ūdenī ar samazinātu ātrumu un enerģiju, līdz beidzot pavisam apstājas. Domājot akmeņa vietā elektronu, ūdens vietā antikatomu un līmeņa savīļņojuma vietā elektromagnētisku impulsu eterī, dabūjam kvalitatīvu X -staru rašanās aprakstu, jo arī elektrons, ieiedams antikatomā, zaudē daļu savas enerģijas, kas pārvēršas elektromagnētiskā impulsa enerģijā, un tad turpina savu ceļu antikatomā materialā ar samazinātu ātrumu.

Kā no sacītā redzams, X -staru izcelšanos izskaidrojot, mēs stāvam uz elektromagnētiskās teorijas viedokļa. Šis teorijas izkopšanā lieli nopelni ir *W i e c h e r t'a m*, *S t o k e s'a m* un *J. J. T h o m s o n'a m*. No tās viedokļa raugoties varam sagaidīt, ka tam elektromagnētiskajam impulsam, ko elektrons apkārtejam eterim atdod, būs zināms «platums», atkarīgs no tā laika ilguma, kurā elektrons savu enerģiju eterim atdod; jo āsāki, t. i. jo īsākā laikā tas notiek, jo radītais impulss ir «šaurāks»; jo bremzešanās process ir ilgstošāks, jo plataks ir dabūtais impulss. Bet šaurā impulss nozīmē īsu, plataks impulss garu viļņi. Tā tad āsi, t. i. ar lielu ātrumu skrejoši elektroni dod īsus viļņus, lēni nobremzēti — garus. Bet augšējā enerģijas izteiksme rāda, ka liela ātruma elektronus dod lielas potenciālo diferences starp katodu antikatomu; maziem potenciāliem atbilst lēni elektroni. Tapēc sagaidāms, ka lietojot lielus potenciālus X -staru ierosināšanai, dabūsīm īsus viļņus, bet ar maziem potenciāliem garākus viļņus. Novērojumi šo paredzējumu arī attaisno: ar lieliem potenciāliem dabūjam «cietus» starus, kas vielai spiežas cauri maz absorbejoties; tie atbilst īsiem viļņiem. Mazāki potenciāli dod stipri absorbejamus «mikstos» starus; šo staru viļņu garums ir lielāks.

Nobremzešanās apstākļi antikatomā materialā visiem no katoda nākošiem elektroniem nav vienādi. Tapēc arī pat gluži homogēns

katodstaru kūlis dod ne viena noteikta platuma impulsus, bet gan dažādu platuma impulsu kompleksu. Spektrāli rindā sakārtoti, šie impulsi dod X-staru «balto» t. i. nepārtraukto spektru. Tā tad tas ir ne antikatoda materiāls, bet gan nobremzēto katoda elektronu dots. No antikatoda tas ir neatkarīgs; viņu dažreiz sauc arī par «bremzes radiācijas» spektru.

Kaut gan bremzes radiācijas spektrā ir dažāda platuma impulsi t. i. dažāda gaļuma viļņi, tad tomēr ne visi tie tur ir vienādā daudzumā: daži viļņa gaļumi tur ir noteiktā pārsvarā. Tapēc arī enerģija pa visu nepārtraukto spektru nav vienmēriģi sadalīta, bet gan, tāpat kā redzamās gaismas spektrā, lokalizēta zināmā viļņu intervalā. Zīm. 165. rāda Ulrey'a uzņemto enerģijas sadalījumu chroma (*Cr*), molibdena (*Mo*) un volframa (*W*) antikatodu spektros. Abscisu virzienā jēmti viļņu gaļumi angstromos, ordinātu virzienā — ionizācijas ceļā izmēritās intensitātes; visi trīs spektri uzjēmti pie vienas, un tās pašas potenciālu diferences starp katodu un antikatodu. Intensitātes maksimums visos trijos gadījumos ir ap $\lambda = 0,5 \text{ \AA}$. Molibdena spektrā redzamie rāģi α un β ir *Mo* antikatoda līnījspektra divas līnijas, kuģu intensitāte gulstas pāri nepārtrauktā spektra intensitātei. *W* spektrā līnijas nav redzamas tapēc, ka jēmtā potenciālu diference ir par mazu volframa līnījspektra ierosināšanai.

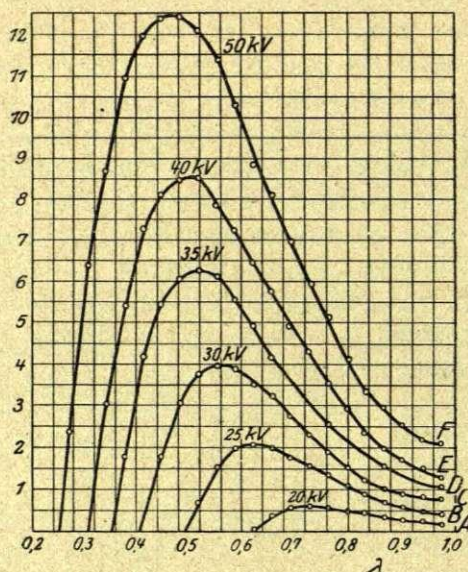


Zīm. 165.

Bremzes spektra enerģija.

Attēlotās līknes ilustrē vēl divus interesantus faktus. Vispirms redzam, ka pie dotās potenciālu diferences starp katodu un antikatodu visiem trim spektriem uz īso viļņu pusi ir noteikta un viena un ta pati krāsā robeža pie $\lambda = 0,35 \text{ \AA}$, turpretī uz gaļo viļņu pusi spektra intensitāte gan samazinas, bet nekur krasi nenotrūkst. Šī īso viļņu robeža ir atkarīga no jēmtā potenciāla, resp. katodstaru ātruma: potenciālam augstakam kļūstot, šī robeža pārvietojas uz spektra īso viļņu galu. Līdzī šai robežai pārvietojas arī enerģijas maksimums spektrā. To jo sevišķi skaidri ilustrē ta paša Ulrey'a uzjēmtās līknes ar volframu kā antikatodu (zīm. 166.); potenciāls dots kilo-

volto (kV). Tā tad ierosmes potenciālam augot spektra enerģijas maksimums pārvietojas uz īso viļņu galu. Tā te mēs sastopam analogiju Wien'a enerģijas likumam temperatūras radiācijas spektrā (§ 388.). Tomēr jāatzīmē, ka krasai robežai X -staru spektra īso viļņu pusē nav analoga temperatūras spektrā. Pie šī jautājuma mēs vēl atgriezīsimies nākošā nodaļā.



Zīm. 166.

Enerģija atkarībā no potenciāla.

katodstaru nesto enerģiju (miliamperi \times volti) un viņu radīto X -staru enerģiju, ir atrasts, ka tikai ap 0,001, t. i. ap 0,1% no pirmās pāriet otrā; pārējās 99,9% pāriet siltumā (antikatoms sasilst). No tā redzams, ka parastās X -staru lampas (II, § 321.) ir ļoti neekonomiskas. Šī fakta būtību mēs maz pazīstam, jo, kā jau teikts, maz mēs izprotam to mehānismu, kādā radiācija rodas no kinētiskās enerģijas; tapēc arī pagaidām mēs mūsu X -staru lampas ekonomiskākas padarīt nevaram, kaut arī tam būtu ārkārtīgi liela praktiska nozīme.

Antikatoda izmantošanas (ekonomiskais) koeficients aug līdz ar ta materiāla numuru periodiskā sistēmā. Tas redzams no zīm. 165.

Ja staru «cietumu» nosaka katodelektronu ātrums, tad to intensitāti noteic elektronu skaits. X -staru intensitāti mēs varam mērit dažādi; visvairāk lietotais pajēmiens ir mērit staru doto

Otrais interesantais fakts ir enerģijas maksimuma lielums atkarībā no antikātoda atomsvāra: atomsvaram pieaugot, bremzes radiācijas intensitāte kļūst lielāka. Tuvāki pētīt gan izrādās, ka te noteicošais ir ne atoma svārs, bet gan antikātoda materiāla atoma numurs periodiskā sistēmā (II, § 328.). Tas rāda ka katodelektrona bremzešanā dzīvu daļību jēm antikātoda atomu elektriskie lauki un to elektroni.

Ne visa elektrona zaudētā kinētiskā enerģija pārvēršas radiācijā. Izmerojot

ionizācijas efektu kādā gazē (sk. II sēj. zīm. 303.). Tā var atrast, ka ionizācijas efekts aug proporcionāli katodstrāvas intensitātei, t. i. katodstaru elektronu skaitam.

Turoties pie augšā skicētā ieskata par X-staru rašanos, varam sagaidīt, ka tie būs polarizēti. Tiešam: ja elektrons antikatodā nobremzejas taisnā virzienā iedams, tad arī viņa nestais elektriskais lauks ir visu laiku vērsts vienā virzienā un tapēc arī tā radītā elektromagnetiskā impulsā elektriskais vektors ir visu laiku vērsts vienā (elektrona kustības) virzienā, resp. plāksnē. Tā tad no antikatoda nākošais impulss ir polarizēts. Barkla pirmais ir rādījis, ka tas tiešam tā. Gan polarizācija izrādas ne pilnīga, bet tas arī saprotams, jo ne visu katodelektronu bremzešanās notiek agrākās kustības virzienā: daži no tiem antikatodā iet arī sāņus. No tā redzam, ka ne tikai viļņiem raksturīgo interferenci un difrakciju pie X-stariem sastopam, bet arī transversāliem viļņiem īpatnejo polarizāciju.

§ 393. X-staru linijspektri. X-staru nepārtraukto spektru dod katodelektroni, kad tie sadursmē ar antikatodu zaudē savu ātrumu. Tos vada starp katodu un antikatodu pieliktais elektriskais lauks; tapēc dotos apstākļos bremzes radiācijas spektrālo saturu nosaka tikai šī lauka potenciāls. Mainoties antikatodam mainas tikai spektra intensitāte un katodelektronu enerģijas izmantošanas koeficients. Var pieņemt, ka rašanās brīdī bremzes radiācija ir ne sinusoidālu viļņu, bet gan īsu, neatkarīgu impulsu kopums. Tas tapēc, ka to dod ne saistīti elektroni, kam būtu kāds paša (īpatnejs) periods, bet gan brīvie katodelektroni, kam nekāda perioda nav.

Bremzes, resp. impulsu radiācijai preti stāv tā radiācija, ko reprezentē atsevišķās līnijas X-staru spektros. Ta ir stingri monohromatiska un ar «spektroskopisku precizitāti» īpatneja antikatoda materiāla atomam. Saprotams, arī to dod elektroni, jo elektroni ir katras elektromagnetiskas radiācijas, t. i. katra elektromagnetiska viļņa radītāji; bet monohromatisko linijspektru dod antikatoda atomā saistītie elektroni, kam tur ir noteikts, no intraatomariem spēkiem atkarīgs periods. Tapēc šo radiāciju varam domāt kā sinusoidālu viļņu plūsmu, ko dod antikatoda atomos oscilējošie elektroni (sk. § 401.).

Tāpat kā optiskos, arī X-staru linijspektros ir vairākas līnijas, no kurām katrai ir sava noteikta atrašanās vieta spektrā, t. i. savs

noteikts viļņa garums. Kā jau aprakstīts § 373., šos viļņu garumus varam visai precīzi izmērit, lietojot dabiskos kristalus kā difrakcijas režģi. Tapēc varam runāt arī par X -staru spektroskopiju.

Antikatoda elektronus oscillacijā ierosina antikatodā ienākošais katodelektrons. To varam tā saprast. Savā skrējienā katodelektrons sastop antikatoda atomus. Bet atoms ir saules sistēmai līdzīga būve, kurai centrā ir materiālā masa kopā ar zinamu pozitīvu lādiņu (kodols) un ap to — kā planētas ap sauli — vairāki elektroni (II, § 331.). Šie elektroni ir atoma būves elementi; tos varam saukt arī par *strukturālajiem* elektroniem. Kad atoms ir normalā stāvoklī, katram strukturālajam elektronam ir noteikta vieta, piem., noteikts atstatums no kodola; šo vietu elektrons cenšas paturēt un tānī atgriežas, kad kāds svešs spēks to no turienes ir izdzinis. Bet nu atoma un atnākušā katodelektrona sadursmē kāds no strukturālajiem elektroniem var pagadīties arī skrejošā katodelektrona iespaidā; tas nozīmē sadursmi starp abiem elektroniem, kurā strukturālais elektrons sajem no katodelektrona zinamu enerģiju, bet līdz ar to pārvietojas atomā, attālinoties no kodola. Kad katodelektrons ir izskrējis «atomam cauri» (tāpat kā kāda kometa izskrietu cauri saules sistēmai), no vietas izsistais strukturālais elektrons savā agrākā vietā atgriežas, uzsākot ap to oscilēšanu; tā sekas ir elektromagnētisks izstarojums — noteiktas frekvences radiācija, ko spektrālā aparatūrā novērojam kā monohromātisku līniju. (Sk. tomēr § 401.).

Elektrona oscillācijas frekvence ir jo lielāka, jo ciešāki tas saistīts ar kodolu. Bet elektrona saite ar kodolu ir jo lielāka, jo tuvāki tie viens otram ir. No tā spriežam, ka garākos viļņus spektrā dod ārējie, t. i. no kodola tālāk stāvošie strukturālie elektroni; īsos viļņus, turpreti, dod atomā dziļāki, t. i. kodolam tuvāki stāvošie elektroni. Bet tad arī saprotams, ka īso viļņu ierosināšanai vajadzīga lielāka enerģija nekā garo viļņu ierosināšanai, jo pirmā gadījumā, katodelektronam dziļi jāiespiežas atomā, tā tad tā enerģijai, resp. ātrumam jābūt lielam. To rāda arī novērojumi: jo īsākus viļņus X -staru līniju spektrā gribam dabūt, jo lielāks jābūt potenciāls starp katodu un antikatodu.

Kā redzesim nāk. nodaļā, X -staru spektru līnijas, tāpat kā optisko spektru līnijas, dabiski sakārtojas grupās, ko sauc par *serijām*. Kādas līnijas piederība pie noteiktas serijas ir tās svarīga īpatnība; tapēc tā jāņem vērā līniju raksturojot. X -staru spektros

serijas apzīmē ar burtiem K , L , M , N u. t. t.; tā tad ir K -serija, L -serija u. t. t. Kādas serijas linijas vienu no otras atšķir vaj nu ar viļņa garuma skaitli (angstremos), vaj ar grieķu burtiem α , β , γ . . . Tā rodas tādi apzīmejumi, kā piem., $CuK\alpha$, $WL\gamma$ u. tml.; ar pirmo ir izteikta vara antikatoda dotā K -serijas α linija, ar otro volframa L -serijas linija γ .

X -staru spektriem ir interesanta īpašība: nav iespējams ierosināt kādu liniju, neierosinot uz reizi visu to seriju, pie kuŗas šī linija pieder. Tā, piem., nupat mineto liniju $CuK\alpha$ var spektrā, dabūt tikai tad, ja ierosina visu vara K -seriju uz reizi. Tapēc nupat par ierosmei jemamiem potenciāliem teiktais tā jasaprot, ka lielaks potenciāls vajadzīgs isako un mazaks — garako viļņu seriju ierosmei. K -serija ir iso viļņu serija, L -serija nākošā, tad M -serija u. t. t. Tā tad K -serijas liniju dabūšanai potenciāls jājem lielaks nekā L -serijas linijām, tas savukārt lielaks par M -serijas liniju potenciāliem u. t. t. To ilustrē arī sek., eksperimentā dabūtie skaitļi (kilovoltos):

Elements	Serijas			
	K	L	M	N
92 U	115	21,7	5,54	1,44
78 Pt	78,1	13,9	3,30	0,71
74 W	69,3	12,1	2,81	0,59
51 Sb	30,4	4,69	0,94	0,15
47 Ag	25,5	3,79	0,72	0,10
42 Mo	20,0	2,87	0,51	0,06
30 Zn	9,25	1,20	—	—
29 Cu	8,86	—	—	—
20 Ca	4,03	—	—	—
13 Al	1,55	—	—	—

Pirmā tabeles slejā ierakstīti elementu nosaukumi un to atomu numuri (kas dod elementa atrašanās vietu periodiskā sistēmā), otrā, trešā, ceturta un piektā — K , L , M un N -seriju ierosināšanai vajadzīgie potenciāli kilovoltos. No tās redzams, pirmkārt, ka K -serijai

tiešam vienmēr jēams augstāks potenciāls, nekā L -serijai, tai atkal augstāks nekā M -serijai u. t. t. Tā tad, piem., ja gribam dabūt kādu volframa spektra līniju, kas pieder K -serijai, starp katodu un antikatodu X -staru lampā jāņem potenciālu diference ne mazāka par $69300V$; ja šī diference ir mazāka, nevienu no K -serijas līnijām nedabūjam. Volframa L -serijas ierosināšanai vajadzīgs tikai $12100V$; tapēc, ja jāņem potenciāls ir par mazu K -serijas ierosināšanai, tas var tomēr dot volframa L -seriju. Otrkārt, ierosmes potenciāls ir atkarīgs no antikatoda vielas atoma numura: jo tās atoma numurs lielāks, jo augstākam jābūt jāņemamam ierosmes potenciālam; tā varām, ar numuru 29 K -serijas ierosmes potenciāls ir tikai $8860V$, sudrābam, ar numuru 47, jau $25500V$, urānam, ar vislielāko pazīstamo numuru 92, ierosmes potenciāls K -serijai ir $115000V$. Arī pie šī jautājuma mēs atgriezīsimies nāk. nodaļumā.

Urāna K -serijas ierosmes voltu skaitlis 115000 tabelē ir vislielākais; tapēc tam atbilstošais vilnis ir līdz ar to arī visīsakais vilnis mums pazīstamos X -staru spektros; angstromos izteikts tas ir $\lambda = 0,104A$. Ta ir X -staru līniju spektru robeža uz īso viļņu pusi. Bet uzsvēram, ka tā ir tikai līniju spektru robeža: bremzes spektrs var sniegties vēl daudz tālāku, ja vien lietotais potenciāls ir lielāks

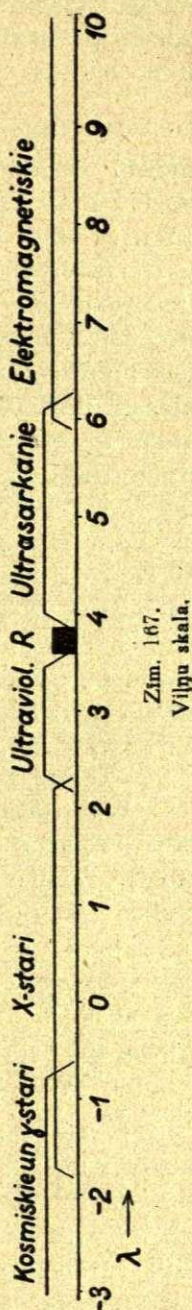
Vismazākie ierosmes potenciāli ir viegliem elementiem, piem., alumīnijam, ar numuru 13, tikai $1550V$, nātrijam (at. n. 11) tikai ap $1000V$. Vēl mazāki ir ogleis (C, at. n. 6) potenciāli: ogleis K -serijai ierosināšanai vajadzīgs ap $500V$ un L -serijai pat tikai $125V$. Tas atbilst viļņu garumiem: $45,3A$ K -serijā un $100A$ L -serijā. Šie viļņu garumi ir arī eksperimentāli izmērīti, ņemot ogli kā antikatodu. Tā antikatoda vielas atoma numuram mazākam kļūstot, ta dotā radiācija paliek arvien ar garāku vilni.

Ultravioletās gaismas spektrs mums ir pazīstams līdz apm. $140A$ (§ 390.). Kā no nupat teiktā redzams, bombardējot ar elektroniem vēl vieglākus elementus Li , He un ūdeņradi H , varam sagaidīt, ka to dotie X -staru spektri saturēs radiācijas, kuru viļņu garumi būs ne mazāki par $140A$, pat vēl lielāki. Eksperiments to arī apstiprina. Tā te optiskie spektri saiet cieši kopā ar X -staru spektriem. Ja X -staru spektram (līniju spektram) ir dabiska robeža uz īso viļņu pusi (urāna $K\alpha$ līnija), tad uz garo viļņu pusi tādas robežas nav: X -staru spektri bez kāda pārtraukuma un bez starpas pāriet optiskā spektrā.

§ 394. Elektromagnetisko viļņu skala.

γ -stari. Optiskais spektrs, cauri violetai, redzamai un ultrasarkanai daļai, sniedzas tālu iekšā siltuma staru spektrā. Kā bija rādīts § 386., ar «optiskām» metodem ķermeņus var ierosināt vēl tādu staru emisijā, kuŗu viļņu gaŗums pārsniedz pazīstamo visisako elektromagnetisko viļņu gaŗumu (0,12 mm). Tā itin dabiski rodas pamatojums Maxwell'a idejai, ka gaisma ir elektromagnetiski viļņi, tikai īsaki par elektromagnetiskiem viļņiem vārda šaurakā nozīmē. Bet arī X -stari ir elektromagnetiski viļņi. Tā redzam, ka elektromagnetisko viļņu diapazons mūsu izpētītā pasaulē ir ārkārtīgi liels. Ja gaŗos elektromagnetiskos viļņus, ko lieto radiosatiksmē, mērosim kilometros, kas ir 10^5 cm, tad īso X -viļņu gaŗums ir tikai $0,1 A = 10^{-9}$ cm, tas dod samēru starp gaŗiem un visīsakiem viļņiem 10^{16} ! Ja būtu realizējams tāds avots, kurš varetu visus šos viļņus uzreiz dot, tad dabūtu spektru, kam gaŗo viļņu daļā būtu kilometriem gaŗie elektromagnetiskie, īso viļņu daļā — īsie X -viļņi. Un raksturīgi ir tas, ka šini kolosālā spektrā nebūtu nevienas vietas, kas mums nebūtu jau pazīstama, nekur nebūtu «neizpētītu rajonu»; mēs pazīstam kā gaŗo elektromagnetisko tā «redzamās daļas» gaismas un arī īso X -viļņu īpašības. Visas šīs daļas nepārtraukti viena otrā pārietu, radot «baltas» elektromagnetiskās radiācijas spektru.

Šādu spektru tieši uzzīmet nebūtu iespējams, jo, ņemot, piem., 1 milimetru viena angstrema attēlošanai, X -staru spektra gaŗumu vien dabūtu (no 0,1 — 200 A) 20 cm. gaŗu. X -staru un redzamās daļas kopejais gaŗums (līdz 7200 A .) būtu 720 cm, bet visa spektra gaŗums (piem., līdz $\lambda = 10^5$ cm.) sasniegtu 10^{12} cm, t. i. 10^7 km! Tapēc, lai gūtu pārskatu par spektra atsevišķo daļu samēriem, rindā liekam ne pašus angstromu skaitļus, bet to logaritmus. Tad dabūjam zīm. 167. redzamo grafiku, kur viļņa gaŗuma (abscisu) virzienā ņemti angstromu skaitļu pakāpes rādītāji (logaritmi). Viņā X -staru spektra apjoms (0,1 — 200 A)



ietilpst starp -1 un $2 \lg 2 = 2,3$, ultravioletā spektra apjoms starp $2,3$ un $\lg 4000$, t. i. $3 \lg 4 = 3,6$ u. t. t. Redzamās gaismas intervāls ir no $3,6$ līdz $3 \lg 7,2 = 3,85$.

Pēdejs, t. i. redzamās gaismas viļņu apjoms ir apbrīnojami mazs, ja to salīdzina ar citu viļņu apjomiem; zīm. 167, tas apzīmēts ar R . Tas aizņem tikai $3,85 - 3,6 = 0,25$ potences, kurpreti X -stari $3,3$, elektromagnetiskie 7 un pat vairāk potences. Tātad ar savu aci mēs uztveram tikai ļoti niecīgu radiāciju intervālu; lielais vairums dabā sastopamo elektromagnetisko viļņu, kā gaŗo, tā īso, pāriet mums gaŗam, neko par ārpasauli mums nestāstot, jo arī citu jutekļu šo viļņu uztveršanai mums nav. Brīnišķīga, ar krāsām, nianšiem un notikumiem neaprakstami bagāta izliekas mums pasaule, kādu to ar savu aci uztveram. Bet vaj nesalīdzināmi bagātāka un brīnišķīgāka tā mums nerādītos, ja varetum uztvert arī plašos viļņu intervālus, kas spektrā stāv pa labi un pa kreisi no redzamās daļas un kuŗu sākuma notikumi ir, varbūt, vēl grandiozāki par redzamās gaismas izcelšanos? Vaj tagadējā gaismas pasaule mums neizliktos nabadzīga, ja arī gaŗie elektromagnetiskie, siltuma un ultrasarkanie, ultravioletie un X -viļņi varetu mums stāstīt par tagad mums neredzamajiem dabas notikumiem un likumiem? Tagad par to mēs dabu jēdzienu un arī tikai aplinkus kārtā — komplicētus aparātus un ietaises lietojot.

Elektromagnetisko viļņu robeža pie $\lambda = 0,1 \text{ \AA}$ rodas no tā, ka šāda radiācija atbilst visciešākai iespējamai elektrona saitei urāna atomā. Tomēr atomā elektroni ir ne tikai ap kodolu, bet arī pašā kodolā (sk. II., § 332.). Tā kā kodola dimensijas ir daudz mazākas par atoma dimensijām, tad arī elektrona saites kodolā ir ciešākas par strukturas elektronu saitēm un tapēc šāds elektrons oscilēdams dos augstākas frekvences nekā strukturas elektrons. Šādus īsus, no atoma kodola nākošus viļņus mēs pazīstam: tie ir radioaktīvo vielu dotie γ -stari (II, § 327.).

γ -staru īstās un tiešās spektroskopijas mums vēl nav, jo trūkst mums attiecīga režģa; X -staru spektroskopijā lietotie kristālu režģi γ -stariem — sevišķi īsiem γ -stariem — ir par rupjiem. Gan Rutherford's un Andrade ir rādījuši, ka arī ar NaCl režģi var dabūt γ -spektru, bet tā var rīkoties tikai «gaŗo» γ -staru gadījumā. Galvenā pazīme, pēc kuŗas spriež par γ -staru viļņu gaŗumu — to absorpcijas koeficients kādā vielā. Videjāis γ -viļņu gaŗums tad aprēķināms ap 10^{-9} cm , bet ir arī kā gaŗāki, tā īsāki γ -viļņi. Vaj tiem

ir kāda robeža un kur ta atrodas, nav mums vēl zinams. Bet tā redzam, ka arī aiz īsiem X -stariem elektromagnetisko viļņu spektrā nav tukšums, bet vēl isaku viļņu radiācija — γ -stari.

Pēdējos gados liela interese ir bijusi pret to īso viļņu radiāciju, kas itkā nāk no pasaules telpas, radot zemes atmosfērā zinamu ionizāciju un, varbūt, arī citus efektus. Par šo tā saucamo kosmisko jeb penetranto radiāciju jau bija minēts II. sējuma beigās. Sevišķi daudz to pētījis amerikāņu fiziķis R. Millikan's. Kaut gan arī šī radiācija nav gluži monochromātiska, tomēr tās videjais viļņa garums ir ap $10^{-4} A$. Tās izcelšanās vieta un apstākļi ir nezināmi, tomēr Millikan's domā, ka tā nāk no starpzvaigžņu telpas. Ta ir no mums pazīstamām radiācijām radiācija ar visīsāko viļni.

No sacītā redzams arī tas, ka nav iespējams vilkt visai stingru robežu starp atsevišķām spektra daļām. Tā, piem., nevar pateikt, kur beidzas optiskais spektrs un kur sākas X -spektrs: kad attiecīgais vilnis izturas kā ultravioletais, kad kā X -vilnis; uz robežas abi spektri klājas viens otram pāri. Tāpat tas ir rajonā, kur sietiekas siltuma viļņi ar elektromagnetiskiem viļņiem.

§ 395. Elektromagnetiskās radiācijas absorpcija un izklaide. Compton'a efekts. Gaismas absorbcēšanās vispārējais apraksts bija dots jau § 384. Tas ietverts formulā

$$I = I_0 e^{-kd},$$

kur I_0 nozīmē krītošās gaismas intensitāti, d — absorbcējošās vielas biezumu, I — vielai cauri izgājušās gaismas intensitāti un k — vielas absorbcijas koeficientu. Šī formula derīga ne tikai redzamās gaismas, bet arī katras citas radiācijas absorbcijas aprakstam. Absorbcijas koeficients k ir kā no absorbcētajas vielas, tā arī no radiācijas viļņa garuma atkarīgs. Tā vispārīgā gadījumā $k = f(Z, \lambda)$; Z ir vielas konstante un λ — viļņa garums.

Absorbcētā enerģija $I_0 - I = \Delta I$ neiet zudumā, bet pārvēršas citās formās — siltumā, fluorescences vai izkļaidētā radiācijā, fotoelektriskā efektā u. c.; vispārējā gadījumā šis transformācijas var norisināties uz reizi, kaut gan ar dažādām intensitātem. Kuŗa no tām ir pārsvarā, tas atkarojas no Z un λ , t. i. absorbcējošās vielas un viļņa garuma. Tā absorbcija pati ir vielas un radiācijas viļņa garuma noteikta.

Absorpcijas mērišanai vajadzīgs instruments, ar ko mērit radiācijas intensitāti I_0 pirms un intensitāti I pēc absorpcijas. Gaŗo ultrasarkano viŗņu gadījumā par tādu instrumentu var būt viens no § 384. minētiem, piem., bolometrs. Redzamās un ultravioletās gaismas intensitātes mērišanai visvairāk lieto fotoelektrisko šūnu — vai nu tieši, vaj arī papriekšu attiecīgo radiāciju fotografējot un tad dabūto fotografiju ar šūnas palīdzību fotometrejot. X -staru un tāpat arī γ -staru intensitāti dabū liekot tiem kādā ionizācijas kamerā ionizēt kādu gāzi. Kā ionizācijas kamera noder kāds noslēgts metāla skārda trauks (cilindrs), kuŗā atrodas viens vaj divi izoleti elektrodi. Tāda kamera K_1K_2 un tās izlietošana schematiski attēlota II sējuma zīm. 303. Ja kamera ir pietiekoši gaŗa, t. i. ja gāzes slānis, kas X -staram stāv ceļā, ir pietiekoši biezs, visa staru enerģija pāriet ionizācijā, t. i. ionu radīšanā. Tad X -staru enerģija, kas kamerā vienā laika vienībā ienāk ir stingri proporcionāla tānī pašā laikā radītam ionu skaitam. Šo pēdejo dabū izmērojot cauri kamerai ejošo sātstrāvu (II, § 307.).

Par γ -staru absorpciju un tās koeficientiem bija teikts jau II, § 327. X -staru absorpcijas koeficientus dažiem viŗņu gaŗumiem un dažām vielām dod nāk. tabele; absorpcijas koeficienti tānī rakstīti kā m a s u a b s o r p c i j a s k o e f i c i e n t i (II, § 327.):

Elements	Viŗņa gaŗums λ angstromos							
	0,080	0,125	0,175	0,250	0,400	0,60	1,00	1,40
$Z=6$ C	0,140	0,151	0,155	0,173	0,245	0,472	1,50	3,91
13 Al	0,143	0,174	0,236	0,382	1,11	3,25	14,1	37
28 Ni	0,261	0,472	1,02	2,55	—	—	118	300
47 Ag	0,72	1,67	3,84	10,9	38,2	—	73	178
82 Pb	2,47	5,22	3,35	8,42	31,8	89	—	186

Pirmā tabeles slejā ierakstīti elementi kopā ar to atoma numuriem Z . Kā redzam, pie noteikta viŗņu gaŗuma, piem., $\lambda = 0,125$, numuram Z augot, absorpcijas koeficients arī aug; vislielākais tas ir svinam. Tāpat redzam, ka noteiktā elementā, piem., aluminiņā, absorpcijas koeficients ir jo lielākas, jo gaŗāks ir vilnis: gaŗie X -viŗņi vairāk absorbejas nekā īsie. Ari gāiss (skābeklis un slāpeklis) X -starus absorbē un jo seviši «mīkstos», t. i. starus ar gaŗu vilni; tapēc gaŗu X -viŗņu gadījumā mērijumi jāizdara vakuumā.

Augšējās tabeles rezultātus var ieterpt empiriskā formulā; tādu ir devis E. A. Owen's:

$$\mu_a = KZ^4\lambda^3,$$

kur μ_a ir atoma absorpcijas koeficients, t. i. uz vienu atomu izrēķinātā absorbētā enerģija, Z — absorbējošā materiāla atoma skaitlis, λ — viļņa garums un K — konstante, ar skaitlisko vērtību 2,24, 10^{-10} , ja λ ir mērots angstromos.

Kā no šīs formulas un tabeles redzams, absorpcijas koeficients strauji aug ar absorbētāja numuru Z . Tapēc smagie elementi, piem., *Pt, Hg, Pb, Bi, U*, X-starus un γ -starus stipri absorbē. Ši iemesla dēļ tad arī visur kā aizsargu pret šiem stariem, kā lētako, lieto svinu. Lai tomēr eksperimentators vaj X-staru tehnikā varētu redzēt, kas notiek aparaturā, kur X-stari rodas, tad bieži svina vietā kā aizsargu lieto biezu svina stiklu. Ari gumijā var ievadīt svinu: tādas «svina gumijas» cimdus lieto, lai intensīvos X-staros «neapdedzinātu» rokas. Šādi «apdegumi» kā ādas un miesas audu iekaisumi rodas, ja tie ilgaku laiku atrodas X vaj γ -staru iespaidā; tie sadzīst tikai lēni un dažreiz ir sevišķi bīstami.

X-staru un tāpat γ -staru radītais siltuma efekts ir niecīgs. Absorbējoties vielā, piem. gazē, to enerģijas liela daļa iet ionizācijai, t. i. tā pāriet fotoelektriskā efekta radīšanā, otra daļa — izklist uz visām pusēm kā izkļaidētā radiācija. Tapēc koeficients μ_a patiesībā ir no divām daļām salikts: tas ir divu koeficientu summa. Augšējā absorpcijas formulā jemts vērā tikai pirmais koeficients (ionizācijas efekts). Ja jem vērā arī otro (izkļaides efektu), dabūjam pilnīgaku izteiksmi koeficientam μ_a :

$$\mu_a = KZ^4\lambda^3 + 0,8\sigma_0 Z.$$

Te σ_0 atkal konstante, ar skaitlisko vērtību $6,63 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$; ta dod to enerģiju, ko viens strukturas elektrons atomā var izkļaidēt.

Izkļaidētā X-staru gaisma ir difūza, t. i. ta iet visos virzienos. Ja tās viļņa garums nav mazs («mikstie» stari), izkļaidetai gaismai ir ta pati frekvence, kas krītošai gaismai. Iso viļņu gadijumā, turpreti, kā to rādījis A. Compton's, izkļaidētās gaismas frekvence vienmēr ir mazāka par krītošo frekvenci, viļņa garums vienmēr lielāks par krītošās gaismas viļņa garumu, Si parādība nes

Compton'a efekta vārdu. Viļņa gaŗuma maiņa Compton'a efektā ir no jemtā izklaidetaja īpašībam neatkarīga, bet mainas līdz ar leņķi θ starp izklaideto un kritošo staru; viļņa maiņas skaitliskā vērtība ir

$$\Delta\lambda = 0,0243 \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

ja λ ir mērits angstromos. Kā redzam, Compton'a efekts nav liels, tomēr ta konstatešana ir ļoti svarīgs notikums modernās fizikas vēsturē; par to būs runa § 403.

Redzamās gaismas absorpcija un izklaide ir komplicetaka par X- un γ -staru absorpciju un izklaidi. Gan gaŗo viļņu dēļ nav viņā Compton'a efekta, vismaz to nav bijis līdz šim iespējams konstatet; bet toties tās absorpcija saistas ar ķermeņu virsmas krāsainumu, pie kuŗa izcelšanās liela loma ir absorbetaja inhomogenitātei. Tam par piemēru var noderet dažādās krāsu vielas un dažādie pigmenti, resp. to maisījumi.

Redzamās gaismas absorpciju mēdz iedalit vispārejā un selektīvā absorpcijā. Vispārejā absorpcijā visi viļņu gaŗumi absorbejas gandrīz vienādi stipri; tapēc šādas absorpcijas gadījumā cauri absorbejošai vielai izgājušās gaismas (piem., baltas) spektrālais saturs nemainas. Šādas absorpcijas piemēru dod metāli. Gan te ir arī izņemumi. Tā, piem., no baltas gaismas, kas izgājusi cauri ļoti plānai zelta kārtiņai, ir palikusi tikai zaļā komponente. Tomēr visumā metālos absorpcija ir vispāreja. Selektīvā absorpcijā jo sevišķi stipri absorbejas daži viļņu gaŗumi. Ta novērojama krāsainās vielās.

Selektīvā absorpcijā cauri ejošās gaismas spektrs zaudē platakas vaj šaurakas joslas, vaj arī tikai atsevišķas linijas. Daži absorpcijas spekttri redzami zīm. 74. Cietās un šķidrās vielās pa lielākai daļai dabujam platakas absorpcijas joslas; sevišķi daudz to mēdz būt ultrasarkanā un ultravioletā daļā. Tam piemērs ir ūdens. Gazu absorpcijas spektros tāpat gadās joslas, tomēr daudz ir arī šauru liniju; tā, piem., Na-absorpcijas spektrā redzama dzeltenā D linija (spektrālo liniju reversija, sk. § 387.). Fraunhofer'a linijas saules spektrā (zīm. 75) arī ir absorpcijas linijas.

Absorbejošās vielas krāsainums caurejošā gaismā parasti ir no vielas slāņa biezuma neatkarīgs, (ja nerēķina izklaidi, sk. turpmāk.).

Bet ir vielas, kuŗās krāsainums mainas atkarībā no to biezuma. Tā, piem., ja cianina šķīdumu ielej šaura lenķa stikla prizmā, tad tās plānais gals caurejošā gaismā ir zaļš, biežais gals — sarkans. Šī parādība novērojama arī citās vielās; to sauc par **dichromatismu**.

Kā jau teikts, gaismas absorpcija ir par iemeslu arī ķermeņa virsmas krāsainumam. Kļūstot uz ķermeni, gaisma ta virsmas slānī nedaudz iespiežas; šis slānis nav homogens, bet itkā atsevišķu slāņu kārtā ar dažādām īpašībām. Tapēc tani iegājušie gaismas viļņi reflektējas un arī lūzt, bet viens vairak, otrs mazak. Vairak reflektējas un nāk no ķermeņa virsmas atpakaļ tie stari, kuŗi mazak absorbejas; tapēc, ja krītošā gaisma ir balta, reflektētā gaismā ķermenis izskatās krāsains.

Liels iespaids uz ķermeņu absorpciju, resp. krāsainumu ir temperaturai. § 385. jau bija minēts dzīvsudraba vara jodīds, kas maina savu krāsu atkarībā no temperatūras. Tas notiek arī ar daudzām citām vielām. Tā, piem., sērs, chlors, broms u. c. pie zemām temperatūram zaudē savu krāsainumu. Novērojumi rāda, ka kādas joslas atrašanās vieta absorpcijas spektrā temperatūrai pieaugot parasti pārvietojas uz garo viļņu pusi.

Gazes parasti maz absorbē redzamo gaismu; no visām gazem vismazākā absorpcija ir ūdeņradim. Parastos apstākļos selektīvā absorpcija ūdeņradī nemaz nav novērojama; tapēc tani spektrālo līniju reversiju dabūt nevar. Bet ūdeņradis sāk selektīvi absorbēt, ja tas ir **ionizēts**, t. i. ierosināts. Tādā nenākas grūti konstatēt līniju apvēršanos. Ari saules spektrā novērojamas **Fraunhofer'a** līnijas, kuŗu viļņu garumi atbilst ūdeņraža emisijas līnijām; no ta spriežams, ka saules atmosferā (chromosferā) atrodas absorbēt spējīgs ūdeņradis, t. i. ūdeņradis ionizētā stāvoklī.

Redzamā gaisma, iedama cauri kādam materiālam apvidum, izklaidejas, t. i. daļa tās izklīst uz visām pusēm. Vienos apvidos tas notiek mazak, citos vairak. Sevišķi stipri gaisma izklaidejas tā sauc. «**duļķainos**» apvidos, piem., putekļos (putekļainā gaisā), dažādās emulsijās u. t. t., t. i. apvidos, kuŗos atrodas daudz mazu partikulu. Tā, piem., putekļainam gaisam vaj **duļķainam** ūdenim cauri ejošs gaismas stars, no sāniem skatoties, ir saredzams: ta ceļā esošie putekļi izklaidē stara gaismu, kuŗa nonāk arī mūsu aci. Ar šo parādību daudz nodarbojies Tyndall's; tapēc to dažreiz sauc par **Tyndall'a efektu**.

Izklaide ir atkarīga no kritošās gaismas viļņa garuma un izkļaidējošo partikulu lielumu samēra; intensīvi izkļaidē partikulas, kas par viļņa garumu ir daudz mazākas. Lords Rayleigh's ir rādījis, ka ļoti mazu partikulu gadījumā izkļaidētās gaismas intensitāte S kādā punktā P , ko dod kāds zināms izkļaidējošā apvidus tilpums, piem., 1 cm^3 , ir preteji proporcionāla viļņa garuma ceturtaī pakāpei:

$$S = \frac{C}{\lambda^4}.$$

Tas rāda, ka jo sevišķi stipri izkļaidējas īsie viļņi, t. i. zilie un violetie; tapēc sagaidāms, ka izkļaidētā gaisma būs «zilaka» par kritošo. Novērojumi to arī apstiprina; pie tādiem, starp citu, pieder visiem pazīstamais fakts, ka dūmi, kas paceļas no degoša cigara gala, ir zili, turpreti no mutes izlaistie dūmi izskatas peķi-balti: pirmā gadījumā mūsu aci nonāk sīko ogles daļiņu izkļaidētā gaisma, kurā intensīvi ir zilie viļņi, — otrā — gaisma, ko dod jau mutē radušies lielāki ogļu un ūdens pilienu agregāti.

Gaismu var izkļaidēt arī molekulas. Tas notiek saules stariem ejot cauri un izkļaidējoties zemes atmosfērā. Tā rodas «dienas gaisma», bet līdz ar to arī «debess zilums». Tā tad «zilā debess» ir nekas cits kā optisks efekts: tā ir mūsu aci nonākusē gaisa (skābekļa un slāpekļa) molekulu izkļaidētā saules gaisma. Kad gaisā ir putekļi, dūmi vai ūdens garaiņi, arī tie jē m dalību gaismas izkļaidēšanā; bet lielāki par molekulām būdami, tie dod mazāk zilu debesi nekā tīrs gaiss. Vēl atzīmējams, ka izkļaidētā, tā tad arī dienas gaisma ir polarizēta un ka izkļaidētās gaismas «zilums» nav tas pats, kas Compton'a efekts.

§ 396. Selektīvā («anomalā») dispersija. Optiskā rezonance. Gaismas izplatīšanās kādā apvidū, kas satur elektronus (materiā), ir komplicēts notikums. Kā elektromagnētisks viļnis tā nevar palikt bez iespaida uz šiem elektroniem; tā sekas ir gaismas absorpcija un tai sekojoša reemisija. No tā savukārt rodas vairākas optiskas parādības: jau aprakstītā absorpcija (tirā) un izkļaide. Zināmos gadījumos tām pievienojas arī regulārā refleksija. Kā jau teikts § 338., regulārā refleksija, kaut arī vienkārša āreji, savā būtībā ir komplicēta; te liela loma ir interferencei. Otrkārt, absorbešanās un tai sekojošā reemisija prasa zināmu laiku; tapēc gaisma, cauri materiāli iedama, tur aizkavejas. No tā rodas tās izplatīšanās ātruma maiņa un līdz ar to refrakcija un dispersija, jo katram viļņa garumam ir sava aizkavešanās.

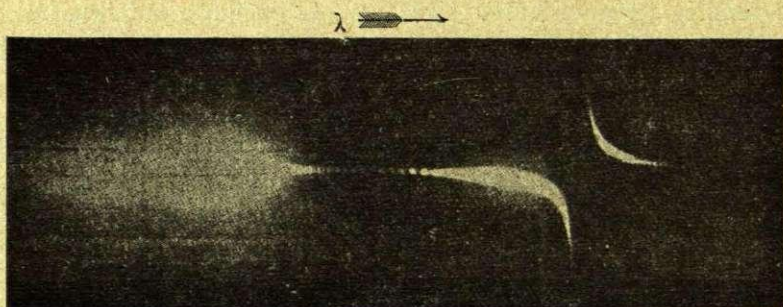
Elektroni kādā apvidū var eksistēt brīvi, vaj būt saistīti atomos. Pirmais gadījums sastopams metalos. Te elektroniem nav pašiem sava perioda, tapēc tie var sekot katram metalā nonākušam elektriskam maiņus-laukam (vilnim). Sprotams, ne visi kādā metalā esošie elektroni ir brīvi; tur ir arī saistīti elektroni. Tikai saistīti elektroni ir dielektrikos; tanīs katram elektronam ir sava noteikta vieta, pie kuŗas tas piesiets ar kvazi-elastisku saiti. Tapēc šāds elektrons, atnākušās gaismas elektriskā lauka iespaidā būdams, var tikai oscillet ap savu miera vietu; šai oscillacijai ir noteikta frekvence un periods. Tā šāds dielektriķis var būt par disperģejošu apvidu ar zināmām īpatņējām frekvencēm.

§ 359. mēs par «normalo» nosaucām caurspīdīgās vielās novērojamo dispersiju, kuŗā refrakcijas koeficienti, atkarībā no viļņa gaŗuma, mainas bez pārtraukumiem; šīs dispersijas gaitu pietiekoši labi apraksta Cauchy formula. Ta novērojama tanīs spektra vietās, kur nav absorpcijas joslas vaj līnijas. Normalās dispersijas gadījumā pašā dispersijas aktā vielas elektronu īpatņējām frekvencēm nav nekāda loma.

Kā pretstatu normalai dispersijai mēs nostādījām otru — «anormalo», kuŗas gaitā ir pārtraukumi. Šie pārtraukumi μ un λ funkcionalā sakarā rodas tanīs spektra vietās, kur ir absorpcijas joslas vaj līnijas. Tam piemērs bija fuksina šķīduma prizmas dotais spektrs, kas uzņemts caur otru, «krustis» noliktu stikla prizmu. Tanī spektra daļā, kur fuksinam ir absorpcija, dispersijas līknē, kas dod funkcionalo sakaru starp refrakcijas koeficientu un viļņa gaŗumu, rodas pārtraukums: tuvojoties šai vietai no gaŗo viļņu puses, dabujam «nenormali» lielu refrakcijas koeficientu; tuvojoties no īso viļņu puses — «nenormali» mazu koeficientu.

Šādu dispersijas gaitu novērojam arī citās vielās, kam dotā spektra rajonā ir selektīva absorpcija. Tāda, starp citu, ir natrija tvaiki, kas selektīvi absorbē dzelteno līniju 5893 \AA . Arī no šāda tvaika var iztaisīt «prizmu», tikai ne ar ģeometriski mainīgu biezumu, bet tādu, kuŗā mainas blīvums, tā tad efektīvais biezums. Vispirms jau katra Bunzena liesma ar Na -tvaikiem ir šāda prizma; ar tādu arī Kundt's pirmo reizi anomalā dispersiju natrija tvaikā novēroja. Labaku par to dabū, ja horizontālā stikla vaj metala stobrā novieto dažus metaliska natrija gabaliņus, tad no stobra izpumpē gaisu un tad to karsē tā, lai natrijs iztvaikotu. Piepildidams visu stobru, bet apakšā ar augstaku, augšā ar zemaku temperatūru bū-

dams, šis tvaiks visā savā garumā dod mainīga blīvuma cilindru, kas optiski ir ekvivalents prizmai ar bazi leņķī. Ja šādai «prizmai» cauri izlaistu gaismas staru laiž cauri stikla prizmai, kas pirmāi nostādīta «krustis», dabūjam zīm. 168. redzamo bildi (Wood'a dabūta). No tās redzams, ka natrija dzeltenās absorpcijas līnijas vietā spektrā ir radies pārtraukums; gaŗo viļņu (labā) pusē līnijas tuvumā spektrs ir pacēlies uz augšu (liels refrakcijas koeficients), īso viļņu (kreisā) pusē nolaidies uz leju.



Zīm. 168.
«Anomalā» dispersija Na-tvaikos.

Ja vielas spektrā ir ne tikai viena absorpcijas vieta, bet vairākas, tad šādu bildi dabūjam katrā absorpcijas joslā. Tas rāda, ka tiešam dispersija ir «anomala» tikai tur, kur viela selektīvi absorbē. Bet selektīvā absorpcija ir atrodama katrās vielas spektrā; tikai viena viela absorbē redzamā daļā, cita ultrasarkanā vai ultravioletā. Tā tad katrās vielas spektrā ir «anomalās» dispersijas vietas. Bet tādā gadījumā te nekādas «anomalijas» nav; tapēc labāki anomalās dispersijas nosaukuma vietā lietot selektīvās dispersijas nosaukumu.

Selektīvā absorpcija un līdz ar to selektīvā dispersija ir tanis spektra vietās, kurū frekvences atbilst jemtās vielas elektronu īpatņajām frekvencēm. Šis ieskats likts pamatā selektīvās dispersijas aprakstam, kas stājas Cauchy formulas vietā. Sellmeier's šim aprakstam tādā vielā, kam ir divas absorpcijas joslas, dod formulu

$$\mu^2 = 1 + K_s \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_s^2} + K_v \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_v^2},$$

kur λ ir krītošās gaismas viļņa garums, K_s un K_v — konstantes. λ_s un λ_v atbilst absorpcijas joslu viļņu garumiem sarkanā un violetā

spektra daļā; tāds, piem., ir ūdens. Kad $\lambda = \lambda_s$ vai $\lambda = \lambda_v$, refrakcijas koeficients μ kļūst bezgalīgi liels; tas atbilst uz augšu ejošiem rāgiem dispersijas liknē absorpcijas joslu tuvumā.

Selektīvā absorpcijā un dispersijā noteicošie ir viļņu garumi λ_s un λ_v , t. i. īpatnejo frekvenču viļņu garumi. Kādai vielai dispersija un absorpcija ir selektivas tanis viļņu garumos, kuri atbilst tās elektronu īpatnejām frekvencēm. Tā no selektīvās dispersijas var atrast vielas īpatnejās frekvences. Ari konstantes K satur sevī dažus interesantus lielumus, vispirmā kārtā «dispersijas elektronu» skaitu. Tā, piem., ūdenraža spektram, kurš selektīvi absorbē, ja ir ierosināts (sk. pag. §), Ladenburg's un Loria atrod vienā cm^3 esošo dispersijas elektronu skaitu $4 \cdot 10^{12}$, bet atomu skaitu jemtās eksperimenta apstākļos $2 \cdot 10^{17}$. Tā tad tikai uz 50000 ūdenraža atomiem (molekulām) nāk viens dispersijas elektrons. Nātrija tvaikā šis skaits reducējas uz 200.

§ 386. bija runa par «paliekošiem stariem» ultrasarkanā spektrā, kuri rodas «selektīvās refleksijas» dēļ kvarcā, silvinā u. c. materialos. Šī selektīvā refleksija ir tik intensīva, ka to var salīdzināt ar metalisko refleksiju. Kvarcs selektīvi («metaliski») reflektē $8,5 \mu$, $9,6 \mu$ un $20,75 \mu$ garos viļņus. Bet nu izrādās, ka taisni šos viļņu garumus kvarcs arī selektīvi absorbē un šie viļņi atzīmē arī selektīvo dispersiju kvarca spektrā. Tā tad kvarcs reflektē tos viļņus, kurus tas visvairāk var absorbēt.

No ta sagaidams, ka arī citas vielas, kam selektīvā absorpcija ir krasi izteikta, piem., metālu tvaiki, dos selektīvu («metalisku») regulāru refleksiju. Un tiešām, kā to rādījis R. Wood's, dzīvsudraba tvaiki jo sevišķi intensīvi un gluži regulāri reflektē viļņa garumu 2537 \AA , kas atbilst intensīvai dzīvsudraba linijai ultravioletā absorpcijas spektrā. Tāpat viņš rādījis, ka arī nātrija gaisma selektīvi reflektejas no nātrija tvaika, ja vien tas jemts vajadzīgā blīvumā. Refleksija abos gadījumos ir tāda pat, kā no vislabākā metāla spoģuļa. Bet vēl reiz uzsverams, ka tā ir selektīva refleksija: «metaliski» reflektejas tikai tie viļņa garumi, kurus attiecīgais tvaiks selektīvi absorbē.

Selektīvā absorpcijā, selektīvā dispersijā un refleksijā mēs sastopamies ar rezonances parādībām, kas norisinās starp gaismas viļņi un vielas atomā saistītiem elektroniem. Kamēr atnākušā viļņa

frekvence daudz atšķiras no elektronu īpatnejām frekvencēm, dispersija ir normāla un nekādu selektīvu efektu nav. Bet ja kritošā gaismā ir frekvences, kas vienādas ar dažu elektronu īpatnejām frekvencēm, starp tām rodas rezonance, kuŗas dēļ viļņa iespaids uz šiem «rezonances elektroniem» kļūst ļoti liels; tapēc nu visu tāļako notikumu (reemisiju) iespaido galvenā kārtā viņi. Tā optiskās parādībās rodas selektivitāte.

Ciešā sakarā ar selektīvo refleksiju stāv parādība, ko Wood's sauc par optisko rezonanci. Ja, piem., *Na*-tvaiku ar lielu blīvumu apgaismo ar viņa paša raksturīgo *D*-liniju, tas sāk mirdzēt savā dzeltenā krāsā. Te kritošās gaismas frekvence ir vienāda ar *Na*-atoma elektronu īpatnejo frekvenci, kapēc starp tiem ir asa rezonance. Šī iemesla dēļ elektroni visu uz tiem kritošo radiāciju absorbē, bet tuliņ atkal bez atlikuma reemitē no jauna. Tapēc te ierosinātās gaismas frekvence ir pilnīgi vienāda ar kritošās gaismas frekvenci; ar to optiskā rezonance atšķiras no fluorescences, kuŗā jaunās gaismas frekvence ir mazāka par ierosinošās gaismas frekvenci (Stokes'a likums, § 391.).

§ 397. Metalu optika. Metāli citu vielu starpā ieņem izcilu stāvokli. Tā, piem., siltuma un elektrības vadišanas ziņā tie ievērojami atšķiras no pārējām vielām; pie tam starp abām šīm vadišanām ir noteikts sakars: abas tās ir noteikti proporcionālas viena otrai (II, § 219). Tas vedams sakarā ar to, ka metālos ir daudz brīvo elektronu (II, § 319.). Vaj tie tur ir brīvi visu laiku, vaj tikai zināmus brīžus, paliek nenoskaidrots; bet ir daudz iemeslu domāt, ka metālos ir elektroni, kas maz ar atomiem saistīti. Tādu nav pārējās vielās — vismaz neionizētā stāvokli ne — un tapēc arī metalu īpašības ir citādas nekā neionizētu dielektriku īpašības.

Gaismu mēs domājam kā elektromagnētisku viļni. Nonākot vielā, ta tur ienes savu maiņus-elektromagnētisko lauku, kas nevar palikt bez iespaida uz vielā esošiem elektroniem. Var viegli iedomāties, ka šī iespaids sekas būs dažādas, atkarībā no tā, vaj vielā esošie elektroni būs atomos saistīti, vaj brīvi. Tā sagaidāms, ka arī optiskā ziņā metāli būs citādi nekā pārējās vielas. Novērojumi to arī apstiprina. Vispirms metāli ir vislabākie gaismas (un elektromagnētisko viļņu vispāri) absorbētāji. Otrkārt, metāli ir vislabākie gaismas reflektētāji. Šī refleksija visbiežāk ir vispārēja, kaut gan arī daudzos gadījumos metāli reflektē selektīvi. Pie pēdējiem pieder zelts un varš. Treškārt, no metāla virsmas, ar azi-

mutu 45° reflektejoties, lineari polarizets gaismas stars kļūst ellip-tiski polarizets; gluži tiras pārejo vielu virsmas to nedara. Tā tie-šam metali arī optiski ir savadi; tapēc arī par optiskām parādībām metālos var runāt atsevišķi kā par metālu optiku.

Šini paragrafā atzīmesim tikai dažus raksturīgākos metālu op-tikas faktus. Kā jau teikts, lielākā tiesa metālu reflektē visus gai-smas viļņus gandrīz vienādi, tomēr ir arī selektīvi reflektejoši. Tādi ir «krāsainie» metāli, piem., zelts, varš. Ja baltai gaismai liek vairāk-kārt reflektēties no divām paralelām apzeltīta stikla plātnem, tā kļūst sarkani-dzeltena. Te notiek tas pats, kas notiek gaismai vairākkārt reflektejoties no kvarca (§ 386.) Tapēc arī te beigās dabūto krāsaino gaismu varetum nosaukt par zelta «paliekošo gaismu». Vēl atzīmejams, ka zelts plānos slāņos ir diezgan transparents, bet tā caurlaistā gaisma ir zaļgana, tā tad pavisam citāda nekā reflektētā (virsmas) gaisma.

Metālu refleksiju eksperimentāli ir studējuši R u b e n s's un H a g e n's, liekot no dažādu metālu ieliektiem spoguļiem reflek-tetai gaismai iet cauri fluorīta spektrometram; reflektētās gaismas intensitāti spektrā mēro ar termoelementu. Nāk. tabelē ierakstīti daži, procentos izteikti raksturīgākie skaitļi:

Metals	Viļņu garums angstromos.									
	2510	2880	3050	3226	3850	4500	5500	6500	8000	15000
Sudrabs	34,1	21,2	9,1	14,6	81,4	90,5	92,7	93,5	96,3	98,4
Platīns	33,8	38,8	39,8	41,4	45,4	54,7	61,1	66,3	70,3	79
Niķelis	38	43	44	45	49	59	63	66	70	81
Zelts	39	34	32	28	27	33	74	89	95	97
Varš	26	24	25	25	28	37	48	80	89	94
Magnālija (69% Al, 31% Mg)	67	70	72	75	84	83	83	82	84	83

No tās redzams, ka visi metāli garos viļņus reflektē labāki nekā īsos, garos ultrasarkanos pat līdz 98,4% (sudrabs). Iso viļņu rajonā refleksija ir daudz vājāka, pie kam dažiem metāliem ar «ano-maliju»: viļņa garumam augot refleksija no sākuma krit, sasniedzot zināmu minimumu un tikai tad atkal piejemas. Sudrabam šis mi-nimums ir pie $\lambda = 3160 \text{ \AA}$; te sudraba refleksija nepārsniedz 4%,

tā tad parastā stikla refleksiju. Bet redzamās gaismas robežās sudrabs ir vislabākais reflektors — ar apm. 92% refleksijas. Diezgan konstanta refleksijas spēja pa visu spektru ir magnēzija un alumīnija kausējumam (69% *Al* + 31% *Mg*) m a g n a l i j a m, tapēc to būtu izdevīgi lietot difrakcijas režģu taisīšanai. Tomēr tam stāv ceļā ta nepastāvīgums mitrumā.

Principiēli interesants un praktiski svarīgs ir jautājums, cik dziļi metalā gaisma iespiežas, t. i. cik biezs ir reflektejošais virsmas slānis. Atbildi te varam dabūt eksperimentāli, jo ar katoda izputināšanu (II, § 316.) uz stikla vaj kāda cita caurspīdīga materiāla ar līdzenu virsmu var nosēdināt dažāda biezuma metala kārtas un tad likt no tām gaismai reflektēties. Tad izrādas, ka kārtiņas biežumam augot aug arī reflektētās gaismas intensitāte; zeltam tas turpinās, kamēr biežums sasniedz ap 80 $\mu\mu = 800 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 800 \text{ \AA}$, t. i. apm. astotdaļu sarkanās gaismas viļņa garuma. Pēc tam refleksija paliek no biežuma neatkarīga, būdama ap 90% sarkaniem un ap 50% zaļiem stariem. No tā varam spriest, ka tik pat biezs ir slānis, kuŗā gaisma iespiežas reflektejoties no bieza zelta gabala.

Interesanti ir atzīmētie procenti: 90% sarkanai un 50% zaļai gaismai. No tiem redzams, ka no zelta kārtiņas reflektētā gaismā dominē sarkanie stari, tapēc zelta krāsa reflektētā gaismā ir dzeltenisarkana; cauri gājusē gaisma toties ir bagātāka ar mazāk reflektētiem zaļiem stariem, tapēc caurizgājušā gaismā plānas zelta kārtiņas ir zaļas.

Lielās refleksijas dēļ metālu a b s o r p c i j u mērojot jāreķinās nevis ar krītošās gaismas intensitāti I_0 , bet ar to, kāda patiesi metalā ieiet; ta ir diference starp krītošās un reflektētās intensitāti. Nak. tabele rāda dažu metālu absorpcijas koeficientus sudrabam, zeltam un platinam.

Metāls	λ — viļņu garums angstromos							
	2200	3000	3160	3400	4200	5500	7000	12000
Sudrabs	16	14	7,8	13	30	37	43	47
Zelts	—	—	—	—	22	23	32	40
Platīns	—	—	—	39	39	38	37	33

Viļņa garumam augot sudraba absorpcija no sākuma samazinas, tad pakāpeniski aug. Platīns garīem viļņiem ir transparentāks nekā isiēm.

Metālu lielo refleksijas un absorpcijas spēju nosaka to brīvo elektronu daudzums. Bet metālos ir arī saistīti elektroni; tapēc sagaidāms, ka arī dispersija viņos būs. Šādu dispersiju kā pirmais konstatējis K u n d t's, laižot gaismu cauri ļoti plānām metālu prizmam. Izrādās, ka dažiem metāliem refrakcijas koeficients ir mazāks par 1. No refrakcijas koeficienta definīcijas

$$\mu = \frac{c}{v},$$

kur c ir gaismas ātrums vakuumā un v vielā, tad nāk, ka $v > c$, t. i. tādos metālos gaisma izplatās ātrāk nekā vakuumā. Tā,

piem., sudrabam $\mu = 0,18$, kas dod $v = \frac{3 \cdot 10^{10}}{0,18} = 16,6 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}$; nat-

rijam $\mu = 0,005$; tas dod $v = 6 \cdot 10^{12} \frac{cm}{sec}$. Tomēr te jāatzīmē, ka šāds

slēdziens ir vairāk formelas dabas, jo viņu mēs izrēķinām no refrakcijas koeficienta formulas, pieņemot, ka tā ir derīga arī metāliem. Patiesībā ta pārbaudīta tikai transparentām vielām.

No sacītā saprotams, ka metālu optiskām īpašībām jābūt cieši saistītām ar to elektriskām īpašībām. Tā kā gaismas lauka iespaids metālā pielīdzināms maiņstrāvam, kam periods ir vienāds ar gaismas periodu, tad sagaidāms, ka kā refleksija un absorpcija, tā arī dispersija būs atkarīga vispirms kārtā no metālu elektriskās vadīspējas. Elektromagnētiskā gaismas teorija, ja to pielieto metāliem, dod interesantu un vienkāršu sakaru

$$\mu^2 k = \sigma T,$$

kur μ — refrakcijas un k — absorpcijas koeficienti, σ — metāla elektriskā vadīspēja un T — gaismas periods. Šis sakars gan neattaisnojas īso un redzamās gaismas viļņu rajonā, bet gaļiem viļņiem tas noder labi. Tāpat elektromagnētiskā teorija paredz sakaru starp metāla refleksijas spēju un elektrisko vadīspēju; refleksijas spēju var izteikt ar to skaitli R , kas rāda krītošās gaismas reflektēto daļu procentos. Tad ir

$$R = 100 - \frac{200}{\sqrt{\sigma T}};$$

to var arī tā rakstīt

$$100 - R = \frac{200}{\sqrt{\sigma T}},$$

no kurienes.

$$(100 - R) \sqrt{\sigma} = \frac{200}{\sqrt{T}}.$$

Tā tad pie dotās gaismas frekvences (perioda) produkts $(100 - R) \sqrt{\sigma}$ ir viens un tas pats visiem metaliem. No ta varam spriest, ka kā optiskās īpašības, ko izteic refleksijas spējas skaitlis R , tā arī elektriskās, ko reprezentē vadītspēja σ , ceļas no viena un ta paša avota. Šis avots ir kopejs visiem metaliem; tas ir atomā patlaban nesaistītais elektrons.

§ 398. **Doppler'a efekts optikā.** Pirmā sējuma § 175. bija runa par parādību, ko 1842. g. novēroja Doppler's: ja skaņas avots novērotajam tuvojas, ta skaņa novērotajam izliekas augstaka, ja attālinas — skaņa izliekas zemaka, nekā tad, ja avots attiecībā pret novērotāju ir mierā. Šo parādību sauc par Doppler'a efektu. Ta izskaidrojums ir vienkāršs, ja atminas, ka avotam tuvojoties novērotājs vienā laikā vienībā uzņem vairak viļņu nekā kad avots stāv mierā. Turpat bija rādīts, ka ja avota dotā frekvence miera stāvoklī ir n , tad avotam ar ātrumu v tuvojoties tas dos frekvenci

$$n_1 = \frac{n}{1 - \frac{v}{c}},$$

bet no avota attālinadāties frekvenci

$$n_2 = \frac{n}{1 + \frac{v}{c}}.$$

Te v ir avota un c — skaņas izplatīšanās ātrums. Kad $v = c$, pirmā gadījumā dzirdesim bezgalīgi augstu skaņu, otrā gadījumā skaņu ar frekvenci

$$n_2 = \frac{n}{2}.$$

Ja gaisma ir viļņu plūsmu, tad sagaidams, ka Doppler'a efekts būs vietā arī optikā, t. i. sagaidams, ka monochromatiskas gaismas avots, tuvodāties novērotajam, dos gaismu ar lielaku frekvenci, no ta attālinadāties — gaismu ar mazaku frekvenci. Uztveŗot šāda avota gaismu kādā spektralā instrumentā, pirmā gadījumā redzesim attiecīgo spektralo liniju pārvietotu uz īso, otra gadījumā — uz garo viļņu pusi. Liniju pārvietošanās būs, vispirms, atkarīga no aparata dispersijas lieluma, otrkārt — no avota ātruma v . Tā tad

§ 399. **Zeeman'a efekts. Stark'a efekts.** Ja gaisma ir elektromagnetisks vilnis, tad sagaidams, ka starp elektriskām un optiskām parādībām ir zinams sakars. Kā pirmais par magnetiskā lauka iespaidu uz gaismu sāka domāt Faraday's pag. g. simteņa sākumā, kaut gan tanī laikā elektromagnetiskās gaismas teorijas vēl nebija. Viņš arī mekleja šo sakaru eksperimentāli, pētot, vaj magnetiskā laukā novietota gaismas avota emisija nav citāda kā emisija bez lauka. So pētījumu rezultāti bija negatīvi — magnetiskā lauka iespaids nebija konstatējams. Tagad mēs zinam, ka tas citādi arī nevarēja būt, jo kā Faraday'a rīcībā bijušais elektromagnets, tā arī (galvenokārt) spektroskops bija par vāju mekletā efekta konstatēšanai. Bet uzsverams tas, ka neskatoties uz negatīvo rezultātu, Faraday's tomēr palika pie pārliecības, ka šādam efektam ir jābūt.

Faraday'a ideju realizeja daudz vēlāki (1896. g.) holandietis Zeeman's. Viņš novēroja, ka starp spēcīga elektromagneta poliēm novietotu Na-tvaiku dzeltenā linija spektrometrā kļūst plataka, kad elektromagnetu ierosina. Tuvāki to pētot izrādījās, ka intensīvākos laukos, resp. pie lielākas dispersijas spektrālā linija ir redzama ne tikai paplašināta, bet sadalīta. Sevišķi spilgti tas novērojams ar kadmija liniju. Šis par Zeeman'a efektu nosauktais efekts ir atkarīgs no tā, kādā virzienā to skatām: magnetiskā lauka spēka linijām paraleli, vaj perpendikulāri. Pirmais gadījums realizejams, ja kādā no magneta poliēm izurbj caurumu, kas iet spēka linijām paraleli. Tad kadmija linija magnetiskā laukā noteikti sadalās divās linijās. Viena no tām stāv no agrākās linijas pa labi, piem., uz iso viļņu pusi, otra — tā dā pat atstatumā — pa kreisi, t. i. uz gaŗo viļņu pusi. Abas šīs «komponentes» izrādas cirkulāri polarizētas, pie kam viena pa labi, otra pa kreisi. Šo gadījumu sauc par longitudinālo Zeeman'a efektu; dabūtās divas linijas sauc par tā «normālo dubletu».

Ja spektrālo instrumentu nostāda tā, ka gaisma tani nāk perpendikulāri magnetiskā lauka spēka linijām, dabūjam transversālo Zeeman'a efektu. Tani kadmija linija sadalās trijās daļās, resp. komponentēs: viena ir agrākās linijas vietā, otra no tās pa kreisi un trešā pa labi. Tas ir tā sauc. «normālais triplets». Ari šī tripleta komponentes ir polarizētas — videjā magnetiskam laukam paraleli, malejās — perpendikulāri. Videjās linijas intensitāte ir divreiz lielāka par malejo komponentu intensitātem.

Zeeman'a efekta teoriju ir devis Lorentz's. Tas ir viņa elektronu teorijas paredzēts. Lorentz's pieņem, ka elektrons

atomā pa emisijas laiku ir ne mierā bet oscillē, ar noteiktu frekvenci ν_0 . Šo oscillāciju varam domāt kā elektrona riņķošanu ap atoma pozitīvo lādiņu (kodolu); tad elektrona riņķošanas frekvence ir arī emitētās gaismas frekvence ν_0 . Ja šāds emitejošs atoms nonāk magnetiskā laukā, ta elektronu frekvences mainas, jo riņķojošs elektrons ir ekvivalents riņķa strāvai. Kādā noteiktā virzienā riņķojošam elektronam pieliktais magnetiskais lauks ta frekvenci palielinās, preteji virzienā riņķojošam — par tik pat samazinās. Kā viegli saprast, efekts būs jo lielāks, jo intensīvāks būs magnetiskais lauks. Uz šāda ieskata pamatodamies Lorentz's nāk pie slēdziena, ka abu Zeemana komponentu frekvences izteicamas

$$\nu_1 = \nu_0 + \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{H}{c}$$

un

$$\nu_2 = \nu_0 - \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{H}{c}.$$

Te ν_0 ir jemtās līnijas normalā frekvence (bez magnetiskā lauka), e — elektrona lādiņš, mērots *E. S.* vienībās, m — elektrona masa, H — magnetiskā lauka intensitāte un c — gaismas ātrums, resp. attiecība starp elektrostātisko un elektromagnetisko mēru sistēmu vienībām. Pārejot uz viļņu garumiem λ_1 un λ_2 un jemot vērā, kā tie maz atšķiras no λ_0 , varam rakstīt

$$\lambda_1 = \lambda_0 - \frac{1}{2} \lambda_0^2 \frac{e}{m} \frac{H}{c^2}$$

$$\lambda_2 = \lambda_0 + \frac{1}{2} \lambda_0^2 \frac{e}{m} \frac{H}{c^2}.$$

Diference $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_0 = \lambda_0 - \lambda_1$, t. i. līniju pārvietošanās spektrā ir maza. Liekot, piem., $H = 10000$ CGS vienības (gausu), $\lambda_0 = 6440$ Å un

$$\frac{e}{m} = 1,7 \cdot 10^7 \text{ E. M. V (II, § 315.)}, \text{ dabujam}$$

$$\delta\lambda = 1,2 \text{ Å},$$

tā tad 10000 gausu intensīvā magnetiskā laukā kadmija līnijai 6440 Å pa labi un kreisi rodas komponentes, kuŗu attālums nepārsniedz 1,2 angstromus. Salīdzināšanai jāatminas, ka atstatums starp nātrija dubleta komponentem D_1 un D_2 ir 6 Å. No ta redzams, ka Zeemana efekta konstatēšanai lietojamā spektralā aparata dispersijai jābūt visai lielai. Tapēc arī saprotams, ka pēc Faradaļa eksperiments deva negatīvu rezultātu.

Izmērijot Zeeman'a efektu $\delta\lambda$ un zinot H , var aprēķināt elektrona specifisko lādiņu $\frac{e}{m}$ un tad to salīdzināt ar citadi dabūtiem šī lādiņa skaitļiem (II § 315.). Tas tad varetu noderēt par Lorentz'a teorijas kriteriju. 24600 gaušu stiprā laukā dzīvsudraba linijai Runge un Paschen's dabū $\frac{e}{m} = 1,6 \cdot 10^7 E. M. V.$ Ja to salīdzina ar rezultātiem, ko dabū no katodstaru noliekšanās magnetiskā, resp. elektriskā laukā (II, § 315.), tad saskaņa jaatzīst par visai labu. Pat vēl vairak: tā kā no Zeeman'a efekta izrēķināto specifisko lādiņu $\frac{e}{m}$ dabujam ar vislielako iespējamo, «spektroskopisko precizitati», tad to varam jemt kā īstenībai vistuvako.

Aprakstītās parādībās kadmija linijai nav nekāda principiela loma; Zeeman'a efekts novērojams ar kužu katru citu spektrālu liniju. Gan izrādas, ka daudzos gadījumos efekts ir daudz komplicētais par aprakstīto. Tā, piem., natrija D -linija normalā tripleta vietā dod kvadrupletu, dažas dzīvsudraba linijas dod vēl daudz komplicētas liniju grupas (pat dažus desmitus). Tas rāda, ka magnetiskais lauks atomā maina ne tikai elektronu riņķošanas frekvences, bet rada vēl dziļākas pārmaiņas. Tapēc Zeeman'a efekta studēšana vēl nav galā. Lorentz'a teorija vien ta izskaidrojumu nevar dot; tai jāņem palīgā vēl citas.

Zeeman'a efekts novērojams ne tikai emisijas, bet arī absorpcijas spektros. Ja pirmo efektu nosaucam par tiešo, tad emisijas spektrā novērotais būs inversais Zeeman'a efekts. To dabū, ja abiem elektromagneta poliēm izurbj caurumus un tad pa tiem spektrometrā laiž gaismas staru. Novietojot starp poliēm kādas vielas, piem., natrija tvaiku, vienas absorpcijas linijas vietā redzam divas — vienu pa labi, otra pa kreisi no «normalās» linijas vietas. Ari te liniju («komponentu») pārvietošanās pa labi un pa kreisi ir vienādas un tāpat no magnetiskā lauka intensitātes atkarīgas kā tiešā efektā.

No sacītā sagaidāms, ka arī elektriskā laukā būdama viela emitēs, resp. absorbēs citadi nekā neītrālā telpā, jo arī elektriskais lauks var elektronu frekvences iespaidot; tapēc var rasties doma par Zeeman'a efekta elektriskā analoga meklēšanu. Šī meklēšana nav

palikusi bez sekmēm: 1913. g. J. Stark's un 1914. g. Lo Surdo atrada kanalstaros. Stark's, radot elektrisku lauku ar visai lielu potenciāla kritumu $104000 \frac{\text{volt}}{\text{cm}}$, vareja novērot spektrālo liniju sadalīšanos vairākās komponentēs. Šī sadalīšanās pazīstama Stark'a efekta vārdā. Ari Stark'a efektā dabūtās komponentes ir polarizetas un to attālums no «normalā» stāvokļa ir proporcionāls elektriskā lauka intensitātei. Tāpat kā Zeeman'a efektā, arī te novērojams kā transversālais, tā arī longitudinālais efekts, pie kam kā emisijas, tā arī absorpcijas spektros.

Zeeman'a un Stark'a efekti liecina, ka atoma emisijas mehānismu var no ārienes ne tikai ierosināt, bet arī jau ierosinātu iespaidot. Domājams, ka kā magnetiskais, tā arī elektriskais lauks deformē atoma strukturu. Kā redzesim nāc. nodaļījumā, šī deformācija izpaužas to enerģijas līmeņu pārkārtojumā, kāds atomā var rasties elektriskā vai magnetiskā laukā.

Spektri un kvantu teorija.

§ 400. Spektru serijas. Balmer'a serija. Gaismas emisijas centri lielā ir tās atomi. Tas redzams no tā, ka spektrālo liniju emisija ir neatkarīga no vielas agregatstāvokļa: vai viela ir cieta, šķidra, vai gāzējada — tās līnijaspektrs ir vienmēr viens un tas pats. Tāpat arī no ķīmiskiem savienojumiem, kādos viela ietilpst, tās spektrs ir neatkarīgs. Tā, piemēram, dzeltenā *Na*-līnija ir spektrā vienmēr vienā un tai pašā vietā, kādu nātrija savienojumu mēs arī neņemtu. Tā tad tikai atomam dotais liniju spektrs ir raksturīgs.

Bet gaisma ir elektromagnetiski viļņi. Kāda līnija spektrā reprezentē zināmu elektromagnetisku frekvenci. Ja tā spektrā vienmēr atrodama vienā un tai pašā vietā, tad tas nozīmē, ka šī frekvence ir atomam īpatnēja frekvence. Bet elektromagnetiskus viļņus var dot tikai elektrisks vibrators, kuŗa nepieciešamā sastāvdaļa ir vibrejošs elektrons. No tā spriežam, ka atomā ir tikdaudz elektrisku vibratoru, cik viņa spektrā mēs novērojam atsevišķu spektrālo liniju. Tā tad atoms ir ar zināmu strukturu un šī struktūra ir elektromagnetiskas dabas. Šai strukturai vistuvāk mēs pienākam pētīt vielas spektros un tās likumības, kādas tanīs novērojamas.

Vielas liniju spektrā var būt vairak likumību. Vistipiskākā ir ta, kuŗu jau 1885. gadā ūdeņraža spektrā novērojis Balmer's: tanī var atrast linijas, kuŗu frekvences atvasinamas no vienas un tās pašas pamatfrekvences, resp. kuŗu viļņu garumi atvasinami no viena un ta paša skaitļa, pie kam atvasināšanas operācija ir noteikti veselu skaitļu operācija. Ūdeņraža spektra redzamā daļā spilgtākās linijas ir

$H\alpha$	$\dots \lambda = 6562,80$	A
$H\beta$	4861,33	"
$H\gamma$	4340,46	"
$H\delta$	4101,74	"
$H\epsilon$	3970,07	"

Balmer's nu rāda, ka visi šie viļņu garumi dabujami no kopejas formulas

$$\lambda = 3645,6 \frac{m^2}{m^2 - 4},$$

ja liek $m = 3, 4, 5 \dots$. Tiešam, apzīmējot $3645,6 = h$ un liekot $m = 3$, tad $4, 5 \dots$, dabujam

$$\lambda = h \frac{3^2}{3^2 - 2^2} = \frac{9}{5} h = 6562,08$$

$$\lambda = h \frac{4^2}{4^2 - 2^2} = \frac{4}{3} h = 4860,80$$

$$\lambda = h \frac{5^2}{5^2 - 2^2} = \frac{25}{21} h = 4340,00$$

u. t. t.

Kā redzams, aprēķinātie skaitļi necik no dabūtiem neatšķiŗas. Liekot m arvien lielaku, bet vienmēr veselu skaitli, var «izrēķināt» vēl citas linijas, kuŗas tiešam vēlāk arī novērotas; Balmer'a laikā tās vēl nebija pazīstamas. Tas rāda, ka augšējā Balmer'a formula tiešam izteic zinamu stingru likumību ūdeņraža spektrā.

Balmer'a formula apjem ap 30 linijas ūdeņraža spektrā. Visas tās laboratorijās dabūtos spektros nav atrodamas, bet gan dažu zvaigzņu spektros. Domājams, ka tanis zvaigznēs emisijai vajadzīgie apstākļi ir labvēligāki. Bet arī zemes virsū dabūtos ūdeņraža spektros tomēr vēl paliek linijas, kuŗas ar Balmer'a formulu nav izteicamas.

Tādās, piem., ir līnijas ar viļņu garumiem 1215, 1025 un 972, kuŗas tālā ultravioletā daļā novērojis Lyman'a, tāpat divas līnijas ekstremā ultrasarkanā daļā ar viļņu garumiem $\lambda = 18751$ un 12818 , kuŗas atradis Paschen's. Bet tuvāki pētot izrādas, ka arī to viļņu garumi dabujami no kopejas formulas. Tiešām, Lyman'a novērotās līnijas dabujamas, ja formulā

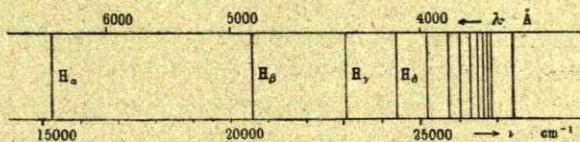
$$\lambda = 911,25 \frac{m^2}{m^2 - 1^2}$$

liek $m = 2, 3$ un 4 ; Paschen'a līnijām ir atkal sava formula. Tā visas ūdeņraža spektra līnijas var sakārtot grupās tā, ka kādas grupas atsevišķo locekļu viļņu garumi dabujami no kopejas formulas, liekot tanīs vienu pēc otra veselus skaitļus. Šādas grupas sauc par līniju seriām. Ūdeņraža spektrā ir trīs uzskaitītās: Balmer'a, Lyman'a un Paschen'a serija, un vēl ceturktā, kuŗas līnijas atrodas vēl tālāki ultrasarkanā daļā (Brackett'a serija).

Vienas serijas līnijām ir arī vēl citas kopejas īpašības, piem., vienādas intensitātes; vienas serijas līnijas kopīgi izceļas un kopīgi zūd. Tas vēl jo vairāk norāda uz to organisko saistību. Acimredzot radniecīgi ir arī tie vibratori, kas atomā būdami dod kādas serijas līnijas.

Vienas serijas līnijas nav visas vienkopus, bet pa plašāku rajonu izkaisītas. Tas redzams, piem., no Balmer'a serijas: tās līnijas ir kā spektra sarkanā, tā vidējā, tā arī violetā daļā. Tomēr viena serija ir vairāk raksturīga vienai spektra daļai, otra serijai otrai. Vienas serijas līnijas ir ar garākiem, otras — īsākiem viļņiem. Balmer'a serija ir otrā pēc kārtas. Uz īso viļņu pusi tai stāv priekšā Lyman'a serija. Aiz viņas uz garāko viļņu pusi stāv Paschen'a serija. Lyman'a serija iekrīt spektra ultravioletā daļā, Balmer'a redzamā, bet Paschen'a — ultrasarkanā daļā.

Zīm. 169. schematiski attēlo Balmer'a seriju. Tā redzama interesanta īpašība: uz īso viļņu galu līnijas arvienu vairāk saiet kopā.



Zīm. 169.
Balmer'a serija.

Seriāi ir itkā robeža, par kuŗu tālāk tās līnijas neiet. Balmer'a seriāi tā ir pie $\lambda = 3645,6$; tas ir konstantais skaitlis h Balmer'a formulā. Tāpat viļņa garums $\lambda = 911,25$ ir Lyman'a serijas robeža.

Balmer'a atradums ietver sevī ne tikai seriju atsevišķo liniju, bet arī pašu seriju radniecību. Tas labaki redzams, ja Balmer'a formulā viļņu garuma vietā rakstām viļņu skaitu ν uz viena cm , ar dimensiju cm^{-1} . Tad Balmer'a serijai dabūjam

$$\frac{1}{\lambda} = \nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

kur $R = 109737 \text{ cm}^{-1}$ un $m = 3, 4, 5, \dots$. Balmer'a formulas konstante h tad ir $= \frac{4}{R}$. Lyman'a serijai, tāpat rakstot, dabūjam

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 2, 3, \dots$$

un Paschen'a serijai

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 4, 5.$$

Konstante R visās formulās ir viena un tā pati; viņu sauc par Rydberg'a konstanti. Kā redzam, visas trīs seriju formulas uzbūvētas pēc viena un tā paša tipa; to varam rakstīt

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Tad Lyman'a serija ir dota ar $n = 1$ un $m = 2, 3, \dots$

Balmer'a serijai $n = 2$ un $m = 3, 4, 5, \dots$,

un Paschen'a serijai $n = 3$ un $m = 4, 5$.

Kā redzam, viss ūdeņraža linijspektrs ietverts vienā pašā formulā; no tās tad izrēķināma kā serija, tā kautkuŗas serijas jebkuŗa linija, ar visai labu saskaņu starp izrēķināto un patiesībā novēroto. Bet visusvarīgākais ir tas, ka jebkuŗas spektrālās linijas viļņu skaits

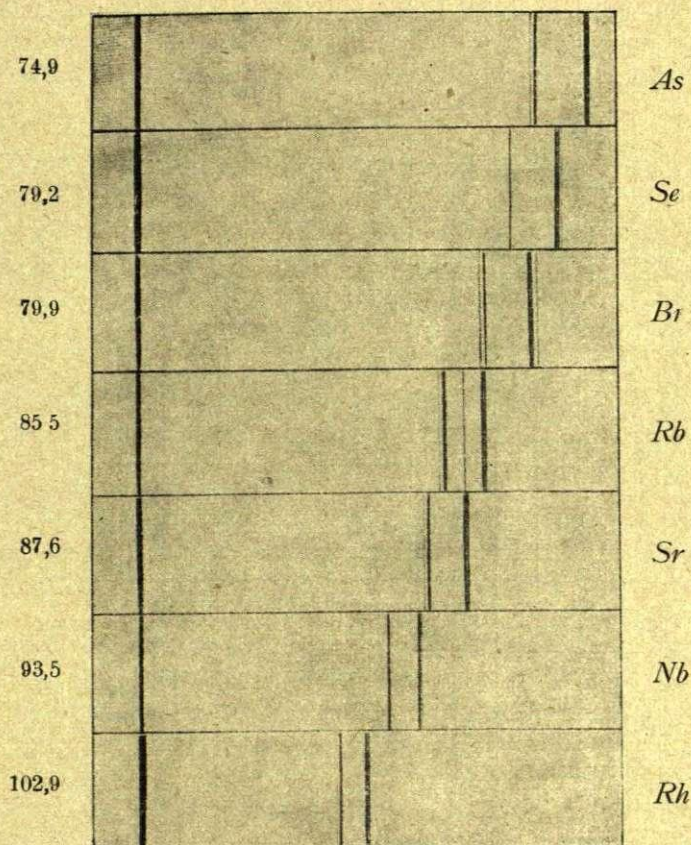
tad ir divu skaitļu diferences $\frac{R}{n^2} - \frac{R}{m^2}$ dots, pie kam n

un m vienmēr ir veseli skaitļi. Tas vedina uz domām, ka kādas spektrālās linijas (frekvences) emisija ir notikums, kas norit starp diviem atoma enerģijas stāvokļiem (sk. § 403.).

Balmer's serijas mekleja arī citu elementu spektros, tomēr bez panākuma; tam par iemeslu bija tā laika mazā precizitāte spektroskopijā. Tagad mēs zinām, ka visos linijspektros serijas ir atrodamas, kaut gan tās nav tik vienkāršas kā ūdeņraža spektrā; tas sevišķi sakāms par smago elementu spektriem, kuŗos liniju ir ļoti daudz. Bet raksturīgā īpatnība vienmēr paliek: katra spektrālā frekvence ir divu (veselu) skaitļu difference.

§ 401. X - staru serijas. Moseley'a likums un atoma numurs. Ja gaismas emisija ir atomars process, tad domājams, ka pag. § aprakstītās serialās likumības stāv sakarā ar atoma būvi. Ūdeņraža atoms ir visvienkāršākais; tapēc ta spektrā seriju likumība ir viegli saskatama. Bet jo komplicētaks kļūst atoms — un tas no tiek ta svaram pieaugot — jo sarežģītaks kļūst ta spektrs un jo grūtaki tanī linijas serijās sagrupet. Ar to ari izskaidrojams, ka smagako elementu spektru serijas nav tik pilnigas kā ūdeņraža serijas.

$$\lambda \longrightarrow \beta_2 \beta_1 \alpha_1 \alpha_2$$

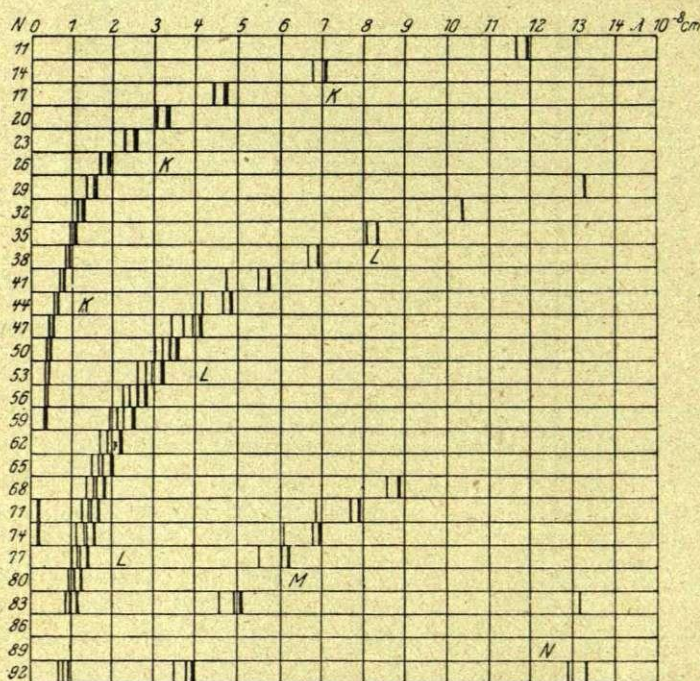


Zīm. 170.
Moseley'a likums.

Bet tā tas ir tikai ar redzamās gaismas, tā tad «optiskām» serijam. X - staru spektros seriju likumības ir viegli saskatamas ari smago elementu gadījumos. Par tām jau bija runa § 393.; tās apzīmē ar burtiem *K*, *L*, *M*, u. t. t., pie kam *K* - serija ir pirmā, tā tad

isako viļņu, L -serija garāko viļņu serija u. t. t. K -serija atbilst Lyman'a, L -serija — Balmer'a serijai ūdenražā spektrā. Katra serija apjēm vairākas līnijas, bet ne tik daudz kā optiskās serijas. Parastos apstākļos jo intensīvākās ir nedaudzas, piem. K -serijai — divas, L -serijai — trīs. Ari šinīs spektros kādas serijas frekvences var atvasināt no vienas un tās pašas pamatformulas; tāpat ari pašas serijas stāv noteiktā atkarībā viena no otras.

1913. g. angļu fiziķis Moseley's grieza vērību uz to, ka elementu atomu svaram pieaugot to serijas arvien vairāk pārvietojas uz īso viļņu pusi. Tas noteikti saredzams zīm. 170., kur viens virs otra salikti elementu Rh, Nb, Sr, Rb, Br, Se un As spektri K -serijas rajonā. Spektri ir M. Siegbahn'a un Friman'a uzņemti.



Zīm. 171.

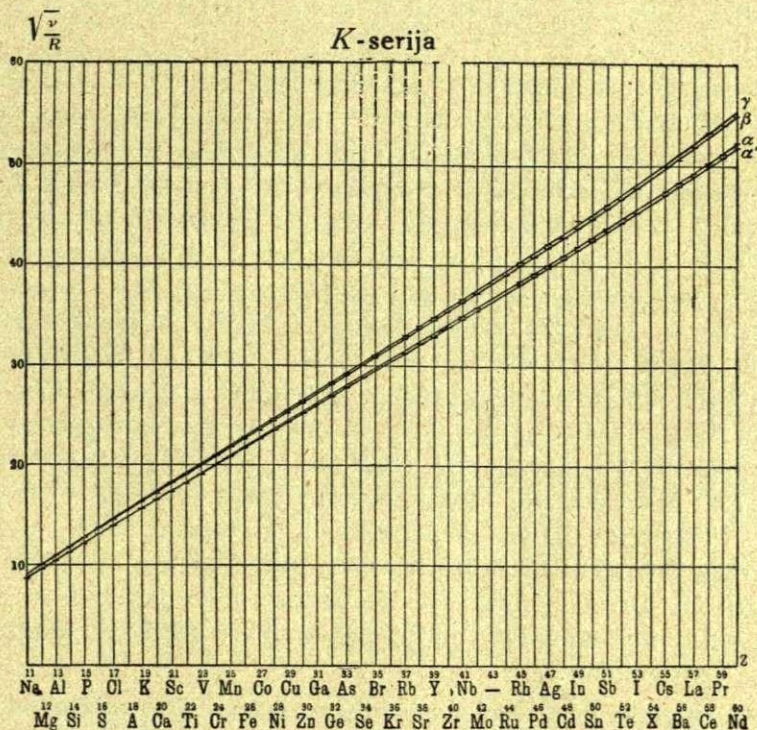
X-staru spektru serijas.

Pa kreisi katrā spektrā redzamā līnija ir ta vieta, kur fotografisko plati trāpa tieši (kristalam cauri) ejošais stars. Katrs elements ir reprezentēts ar divām līniju grupām α_1, α_2 un β_1, β_2 ; elementa atoma svaram augot, līnijas noteikti pārvietojas uz īso viļņu pusi, pie kam ari atstatums starp tām paliek arvien mazāks. Tāpat tas ir ari L -serijā, tikai te līniju divu grupu vietā ir trīs grupas.

Ja zīm. 170. attēlotos spektros redzamo liniju pārvietošanos gribam aprakstīt arī kvantitatīvi, tad izrādās, ka tas panākams daudz labāki, ja elementu atomsvāru vietā ņemam to atomnumurus. Ari to kā pirmais ir ieraudzījis M o s e l e y's. Zīm. 171. schematiski attēlotas dažu elementu spektru serijas, pie kam vertikālā virzienā ņemti elementu atomu numuri (pa trīs), horizontālā — viļņu garumi angstromos. Kā redzam, atoma numuram mainoties atsevišķo seriju līnijas sakārtojās ne nejaušā, bet noteiktā secībā. Ja, turpreti, vertikālā virzienā ņem atomsvārus, šī secība nav tik sistematiska.

Serijas atkarību no atoma numura M o s e l e y's ir izteicis formulā

$$\sqrt{\nu} = a(Z - b),$$



Zīm. 172.

Moseley'a grafika K-serijai.

kur a un b ir konstantes; Z ir ņemtā elementa (antikatoda) atoma numurs. K -serijas $b = 1$; apzīmējot $a^2 = R$, dabūjam

$$\nu = R(Z - 1)^2.$$

Ta ir Moseley'a likuma izteiksme K -serijai. No tās redzams, ka lielumam $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ jamainas lineari līdz ar $(Z-1)$; bet tā kā Z ir daudz lielaks par 1, tad $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ var likt proporcionālu pašam atoma numuram Z . Ka tas tiešam tā, to rāda zīm. 172., kur abscisu virzienā jemti Z līdz 60, ordinātu — frekvences skaitlis $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$: visas četras K -serijas frekvences, atomnumuram Z augot, novietojas uz taisnām līnijām. Šo līniju taisnums, pareizāki sakot to slaidais gājiens ir tik apbrinojams, ka nepaliek nekādu šaubu par Moseley'a likuma pareizību. Tāds pat tas ir arī L -serijai, tikai konstante b te ir ar skaitlisko vērtību 7,4.

Moseley'a likumam ir ārkārtīgi liela nozīme atomfizikā. Ar «spektroskopisku precizitāti» tas dod iespēju izšķirt daudzus jautājumus, kuriem citādi nekā klāt tikt nevarētu. Sevišķi uzsverams tas, ka ar visai stingru noteiktību tas rāda, ka visos emisijas un arī absorpcijas notikumos noteicošais ir vesela is atoma numurs, bet ne daļainais atoma svārs. Atoma svārs ir dažu izotopu nejauša (II, § 331.) maisījuma rezultāts, atoma numurs, turpreti — organiski ar atomu un tā īpašībam saistīts lielums. Tapēc arī tagad numurs Z arvienu vairāk stājas atoma svāra vietā. Ka uz tā tipisku piemēru var norādīt uz elementu kārtību periodiskā sistēmā (II, § 328.): ķīmiskās īpašības prasa, lai VIII. grupas elementi sekotu viens otram kārtībā Fe (55,85), Ni (58,68) un Co (58,97); kā redzams no zīm. 172., Moseley'a likums, turpreti, dod rindu 26 Fe , 27 Co , 28 Ni . Tāpat tas ir ar elementiem 52 Te (telurs) un 53 J (iods), no kuriem pirmā atoma svārs ir 127,5, otrā — 126,92; tāpat ar 18 A (argons) un 19 K (kalijijs). Ja elementus novietotu augošu atomsvāru kārtībā, zīm. 172. līnijas šinis vietās būtu ar neizskaidrojamiem pārtraukumiem.

Atoma skaitļa Z izcilā nozīme atoma īpašību noteikšanā kļūst saprotama, ja jēm vērā, ka tas tāni pašā laikā ir arī elektronu skaits atomā. Tādu slēdzienu dod X -staru izklaides teorija un eksperiments: aprēķinot atomā esošo elektronu skaitu N , kas jēm dalību dotā izklaidē, dabujam pusi no izklaidetaja atomsvāra A ; bet pēdejs ir divas reizes lielaks par atoma numura skaitli Z , tā tad

$$N = \frac{A}{2} = Z.$$

Vismaz viegliem elementiem, izņemot ūdeņradi, šī attiecība ir vietā (II, § 328.).

Atoma numuri periodiskā sistēmā iet uz priekšu kā naturalās skaitļu rindas locekļi; pirmais numurs ir ūdeņradim; pēdējais — uranam. Pārtraukums rindā nozīmē kādu neesošu (jau izzudušu), vaj arī vēl nepazīstamu elementu. X- staru spektru serijas un Mo'seley'a likums rāda to ceļu, kādu ejot šādi elementi būtu atrodami. Šis grāmatas otrā sējuma parādīšanās laikā atomu numuru rindā bija 5 tukšas vietas. Tagad tādas ir vairs tikai divas: 85 un 87; pārējās trīs ir aizpildītas ar jaunatrastiem elementiem 43 *Ma* (mazurijs), 61 *Il* (illinijs) un 75 *Re* (renijs). Šie elementi atrasti meklejot to X- staru spektrus. Tā arī te atomu numuram ir izcilus nopelni. Lai ta lielo nozīmi izceltu, to raksta atoma vielas nosaukumam priekšā.

Tāpat kā Balmer'a un citās optiskās serijās, arī X- staru spektru serijās visu kādas serijas liniju viļņu garumi, resp. viļņu skaitļi dabujami no kopejas formulas kā divu veselu skaitļu diferences. Tā, piem., kāda elementa Z K- serija dabujama, ja formulā

$$\nu = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

skaitli n liek = 1 un $m = 2, 3, 4, \dots$ R te ir konstante ar skaitlisko vērtību $R = 109737 \text{ cm}$. Ta ir ta pati Rydber'ga konstante, ar kuŗu izteiktas optisko seriju frekvences.

Tā, piem., vaŗam $Z = 29$; no ta nāķ vaŗa K- serijas α -linijai (*Cu K α*)

$$\frac{1}{\lambda} = \nu = 109700.28^2 \left(\frac{1}{1} - \frac{1}{4} \right) = \frac{3}{4} \cdot 28.2^2 \cdot 109700 \text{ cm}^{-1},$$

kas dod

$$\lambda = 1,55 \text{ A}.$$

Ļoti precīzi mērijumi dod skaitli 1,54 A, kas jaatzīst par ievērojami labu saskaņu. Tāpat tas ir arī citiem elementiem un tāpat arī citās serijās. Tā, piem., L- serijai

$$\nu = R(Z-7,4)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

kur $n = 2$ un $m = 3, 4, \dots$ Vaŗa gadījumā ($Z = 29$) tas dod linijai *Cu L α*

$$\lambda = 13,5 \text{ A}.$$

Tā arī X -staru spektros ir tas pats seriju likums, kas novērojams ūdeņraža optiskā spektrā. Tāpat kā tur, arī te kāda elementa visu X -spektu varam ietvert vienā kopejā, ar divu skaitļu diferenci izteiktā formulā:

$$\nu = R (Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

σ te ir katrai serijai savs; K -seriju dabūjam liekot $\sigma = 1$, $n = 1$, $m = 2, 3, 4 \dots$ L -serijai $\sigma = 7,4$, $n = 2$, $m = 3, 4, 5 \dots$ Šī universālā seriju likumība vedama sakarā ar likumibām atomu strukturā.

§ 402. Rutherford'a-Bohr'a atoms. Emisija un absorpcija.

Nav šaubu, ka kā gaismas emisija, tā absorpcija norisinās emitejošās vielas atomā; vielai emitejot, gaisma, kādai spektra daļai tā arī nepiederetu, nāk no tās atoma. No otras puses, nav arī ko šaubīties par gaismas elektromagnetisko dabu, tapēc to var emitēt tikai kāds elektromagnetisks mechanisms. No tā nāk loģiskais slēdziens, ka vielas atomā šādi mechanisms var atrasties. Tā optika mūs noved pie atoma būves problema: ja gribam izprast emisijas un absorpcijas būtību, mums jāmeklē vispirms izprast emitejošā atoma būvi.

Daudzas elektriskas parādības māca, ka vielas atomos atrodas elektroni. Tā piem., atomus var ionizēt, tāpat radīt tanis fotoelektrisko efektu; te attiecīgi radītos apstākļos no atomiem nāk ārā elektroni. No tā spriežam, ka elektroni jēn dalību atoma būvē un ka tapēc ir iemesls domāt, ka arī gaismas emisijā un absorpcijā tiem ir sava loma. Bet gaisma ir oscillatorisks notikums, kādu var dot tikai oscillator. Tā rodas hipoteze, ka elektroni vielas atomā, emitejot gaismu, stāv ne mierā, bet oscillē.

Atomā var būt ne viens vien elektrons. Kā jau redzējam pagājušā paragrafā, emisija un tāpat absorpcija saistas ar atoma numuru Z . Atomā ir tik daudz elektronu, cik liels ir tā numurs periodiskā sistēmā. Dabiskā, neierosinātā stāvoklī atoms ir neitral's; tas nozīmē, ka tanī ir tikpat daudz pozitīvo lādiņu, cik negatīvo (elektronu lādiņu). Tā tad Z nosaka arī pozitīvo lādiņu skaitu atomā. Bet atoma dimensijas ir mazas; tā caurmērs ir mērojams ar skaitli 10^{-8} cm. Tā tad atomā pozitīvie un negatīvie lādiņi ir ļoti tuvu viens otram. No tā saprotams, ka tie spēki, kas tos saista, var būt visai lieli. Viscabiskāki ir piejēmt, ka tie ir Coulomb'a spēki. Kā zinām (II, § 191.), Coulomb'a spēki mainas preteji proporcionāli atstatuma kvadrātam. Ja to jēm vērā, var domāt, ka mazās atoma dimensijas ir taisni tās, kas tam dod stabilitāti un izturību.

Bet atoma būve nevar būt stabila, ja ta elektroni stāv mierā. Lai atoms nesabruktu, ta elektroniem jakustas. No te iespējamām visticamākā ir hipoteze, kādu Rutherford's licis sava atoma modeļa pamatā; par to jau bija runa II, § 331. Šini hipotezē vielas atoma būve ir domata tāda pat kā saules sistēmas būve: centrā ir ta masa, kopā ar pozitīvo lādiņu — tas ir tā saucamais kodols, ap kuru kā planētas ap sauli riņķo elektroni. Lai atoms būtu neitrals, jāpieņem, ka pozitīvo lādiņu kopsumma ir tāda pat, kā negatīvo elektronu lādiņu summa. Tad atoma «caurmēru» nosaka ārējās (pēdejās) orbītas diametrs. Kodola dimensijas ir daudz mazākas; ta mērs ir skaitlis 10^{-12} cm. Par to dabūjam informāciju pētot α -partikulu izklaidi vielā (II, § 331).

Elektronus ar centrālo ķermeni, t. i. pozitīvo kodolu saista Coulomb'a spēki, tāpat kā planētas pie saules saista Newton'a gravitācijas spēki. Elektronu patreizējās orbītas nosaka tas samērs, kādā stāv Coulomb'a pievilksanas spēks un ta centrifugālā inerces pretestība, kas rodas kā šī spēka iedarbes reakcija. Tas nosaka arī elektrona riņķošanas ātrumu, resp. tā riņķošanas frekvenci un atoma patreizējo enerģiju. Kā bija rādīts II sējumā, šāds atoma modelis kvalitatīvi pietiekoši labi izskaidro ķīmisko valenci, bet ja to gribam paturēt, tad tam jābūt noderīgam arī pārejo fizikālo faktū izskaidrošanai. Vispirmā kārtā tam jābūt noderīgam kā gaismas emisijas un absorpcijas, tā arī pagājušos divos paragrafos aprakstīto spektru seriju izskaidrošanai.

Kā teikts, ir jādama, ka atomam gaismu emitejot ta elektroni oscillē. Kāda oscillācija šādā Rutherford'a atomā ir iespējama? Varetu domāt, ka tai atbilst pati elektrona riņķošana. Tiešam, katrā ķermeņa, tā tad arī elektrona riņķošana ap centrālo ķermeni ir maiņuskustība. Tapēc sagaidams, ka elektrons, riņķodams ap kodolu, nemitīgi izstaros elektromagnetisko enerģiju; šī izstarojuma frekvence tad būtu vienāda ar elektrona riņķošanas frekvenci. To prasa «vecā» jeb «klasiskā» elektrodinamika. Bet izstarodams enerģiju elektrons būtu spiests riņķot pa arvienu mazāku orbītu; tas beigtos ar ta iekrišanu kodolā. Te notiktu tas pats, kas notiktu ar kādu planētu, ja ta sāktu savu enerģiju zaudēt: riņķodama ta nāktu saulei arvien tuvāki, līdz beidzot tanī iekristu. Tā tad šāds «klasisks» Rutherford'a atoms nav iespējams, jo tas nevar pastāvēt. No ta spriežams, ka kāda atoma emitētās frekvences nav identificējamās ar ta elektronu riņķošana.

Vienkāršu, kaut arī gluži neparastu izskaidrojumu Rutherford'a atoma emisijai ir devis daņu fiziķis N. Bohr's 1913. g. Vispirms Bohr's konstatē, ka ar klasiskās mehanikas un klasiskās elektrodinamikas principiem Rutherford'a atoma modelis nav savienojams. Ja gribam tureties pie šiem principiem, jaatsakas no Rutherford'a atoma; ja, turpreti, šo atomu gribam paturet jaatmet klasiskās elektrodinamikas postulati. Pirmais atmetamais postulats ir tas, ka pa noslēgtu orbitu riņķojošs elektrons, būdams vienmēriģi paātrinātā kustībā, izstaro elektromagnetisku enerģiju. Kā jau redzejam, šāda izstarošana novestu pie atoma sabrukuma. Tā tad vienmēriģi riņķojošs elektrons neko neizstaro. Šādu ieskatu Bohr's liek savas teorijas pamatā.

Katra elektrona orbita atomā atbilst noteiktām enerģijas līmenim. Tā tad atomā ir vairaki enerģijas līmeņi. Kodolam tuvākās orbitas reprezentē «zemakus» enerģijas līmeņus, t. i. līmeņus ar mazaku enerģiju, no kodola tālakās — «augstakus» līmeņus, t. i. līmeņus ar lielaku enerģiju. Uz dažām orbitam var atrasties arī vairaki elektroni, tā tad atomā var būt arī līmeņi ar vienādām enerģijam. Visu šo orbitu, resp. enerģijas līmeņu kopums nosaka patreizejo atoma enerģijas stāvokli. Apzīmesim atoma enerģiju šini stāvokli ar W ; tanī atomam esot, katram ta elektronam ir sava noteikta orbita, resp. savs noteikts enerģijas līmenis.

Ja atoms kaut kādā ceļā enerģiju uzjem no ārienes, ta enerģija vairs nav W , bet lielaka, piem., W' . Enerģijas pieaugums $W' - W$ nenovēršami rada enerģijas līmeņu pārkārtošanos atomā. Visvienkāršākā pārkārtošanās būtu ta, ja viens, vaj arī vairaki elektroni pārietu no zemakiem līmeņiem uz augstakiem, t. i. ja viens vaj daži atoma elektroni pārietu no tuvākām (iekšejām) uz tālakām (arejām) orbitam. Ar to atoms būtu sevī zinamu enerģiju $\Delta W = W' - W$ no ārienes uzjēmis (absorbējis). Tad enerģijas absorpciju atomā varetum domat kā notikumu, kuŗā ta elektroni pāriet no zemakiem uz augstakiem līmeņiem (atoma iekšejā enerģija kļūst «potencialaka»).

Nonācis uz jaunā, t. i. augstakā enerģiju līmeņa, elektrons pa to riņķo neko neizstarodams. Bet tomēr jaunā orbita un jaunais enerģijas līmenis nav atomam dabisks. Tapēc tikko tas iespaids, kas to spieda enerģiju uzjēmt un ta elektronu pacēla uz augstaku orbitu, izbeidzas, tas cenšas atgriezties savā dabiskā stāvokli W . Ta sekas ir paceltā elektrona kritiens atpakaļ uz agrako orbitu. Lidz ar to

klūst brīva ta enerģija $W' - W = \Delta W$, kuŗu atoms sevi bija uzjēmis absorpcijā. Ta atomā palikt nevar, jo patreizejā līmeņu sistema tai neatbilst; tapēc ta kā elektromagnetisks impulss aiziet no atoma projam. Tā rodas emisija.

Tā tad atomam normalā stāvokli esot, ta elektroni riņķo pa noteiktām orbitām, t. i. noteiktiem enerģijas līmeņiem. Preteji klasiskās elektrodinamikas prasībam šādi elektroni neko neizstaro. Kad atoms enerģiju absorbē, viens vaj daži — atkarībā no absorbetās enerģijas lieluma — ta elektroni paceļas uz augstākiem enerģijas līmeņiem. Ar to atoms ir «preparēts», t. i. sagatavots nākošai emisijai: pie katras nākošās mazākās iespējamības ta elektroni «krit» jeb «lec» atpakaļ uz agrākiem līmeņiem, atdodot uzņemto (absorbēto) enerģiju kā radiāciju. No ta ir skaidrs, ka atoms pats no sevis enerģiju atdot nevar: lai atoms varetu enerģiju emitēt, tas papriekšu ir jāierosina, t. i. jāgatavo emisijai.

Atomu «preparēt» emisijai var dažādi. Visvieglāki tas izdarams bombardējot to ar elektroniem, piem., katodstariem. Ejot cauri atomam, šie svešie elektroni, saduroties ar ta strukturas elektroniem, atdod tiem daļu savas enerģijas un tā tos paceļ uz augstākiem līmeņiem. Ari kuŗa katra elektromagnetiska radiācija, ja tās vilnis ir ar atoma dimensijām salīdzināms, iedams atomam cauri var elektronus pacelt uz augstākiem līmeņiem. Ar šādu gadījumu mēs sastopamies fluorescencē, izklaidētā radiācijā, optiskā rezoncē u. c. Tāpat ir iespējams, ka arī temperatūras kustībā, atomiem saduroties, to elektroni var pacelties uz augstākiem līmeņiem, lai tad atpakaļ kritot emitētu; ta ir ierosināšana ar augstu temperatūru. Kā redzams, ierosināt atomu un sagatavot to emisijai var katrs iespāids, kas var ta elektroniem atdot enerģiju, tos paceļot uz augstākiem līmeņiem. Tapēc kādi dažādie ierosmes veidi arī nebijuši, visi tie savā būtībā ir vienādi (§383.).

§ 403. Emisijas un absorpcijas kvantu teorija. Atmetot klasiskās elektrodinamikas postulātus, Bohr's monochromatiskas gaismas absorpciju un emisiju saprot kā elektrona «lecienu» sekas atomā. Uzņemot enerģiju, tas «uzlec» uz augstāku enerģijas līmeni; «lecot atpakaļ» elektrons uzņemto enerģiju emitē. Pirmā gadījumā atoms no «normalā» enerģijas stāvokļa W nonāk ierosinātā stāvoklī W' , otrā gadījumā — no ierosinātā atgriežas atpakaļ «normalā». Tā absorpcija un emisija ir skaitliski vienādi, bet preteja virziena pro-

cesi. Tālakā B o h r'a hipoteze nu ir tā, ka, vispirms, emitētā enerģiju diference $\Delta W = W' - W$ no atoma aiziet kā «frekvence», un otrkārt, ka jo ΔW ir lielaks, jo ν augstāka ir emitētā frekvence. Tai atbilstošo «viļņu skaitu» ar ν apzīmējot, varam uzrakstīt

$$W' - W = h\nu,$$

kur h ir proporcionalitātes faktors.

Saprotams, runāt par frekvenci vārda tiešā nozīmē te nevar, jo te nekur nekādas vibrācijas nav. Bet ja to mēs tomēr darām, tad ar tādu pat tiesību, kā X -staru bremzes radiāciju izskaidrojot: elektromagnetiskie impulsi, sakārtotamies ķēdē, dod viļņu virkni, kam atbilst zināms viļņu skaits, t. i. frekvence.

Gan ir iespējams, ka elektronam atpakaļ lecot, starp to un kodolu esošais elektriskais lauks nōnāk pulsācijā. Piem., var domāt, ka spēka līnijas, kas pastāv starp katriem diviem pretejiem lādiņiem (kodols — elektrons), elektronam pārvietojoties sakustas. Tad apkārtejā eterī var rasties viļņi. Tomēr šāds izskaidrojums nevar iztikt bez jaunām hipotēzēm.

Raksturīgs B o h r'a hipotēzē ir tas, ka lielākām enerģijas daudzumam ΔW atbilst augstāka frekvence ν , resp. viļņu skaits. Bet ΔW ir jo lielaks, jo lielāka ir elektrona līmeņu diference ierosinātā un normalā atomā. Tapēc varam teikt, ka jo lielāks, t. i. gaņaks ir elektrona leciens, jo augstāka ir emitētā frekvence. Tāpat arī absorpcijā: jo lielāka ir absorbetā frekvence, jo uz augstāku līmeni pāriet absorbejošais elektrons. Ar līdzīgu gadījumu mēs sastopamies bremzes radiācijā: kā bija minēts § 392., radiācijas frekvence ir jo augstāka, jo ātrāki, t. i. jo īsākā laikā elektrons nobremzejas.

No sacītā redzams, ka katru divu līmeņu diference var dot savu īpatneju frekvenci. Tapēc, ja atomā ierosināšanas brīdī uz augstākiem līmeņiem pāriet vairāki elektroni, emitētā gaisma būs ar vairākām frekvencēm, t. i. ar zināmu spektrālu saturu. Bet spektri rāda, ka kāda atoma dotā radiācija ir visai stabila, t. i. ka tās spektrālais saturs ir gandrīz nemainīgs; no tā varam spriest, ka arī elektronu lecieni atomā nav nejauši, bet stingri noteikti un šim atomam īpatņēji. Tapēc arī enerģijas līmeņiem, resp. elektronu orbitām atomā ir jābūt sakārtotām ne kā pagadas, bet pēc zināma noteikta plāna.

Ģ e o m e t r i s k i iespējamo orbitu kādā atomā ir ļoti (bezgalīgi) daudz. Bet vaj visas tās ir arī fizikāli, tā tad reāli iespējamās? Atkal no klasiskās mehanikas un elektrodinamikas

viedokļa raugoties uz šo jautājumu varam dot tikai pozitīvu atbildi, jo nav mums nekādu aizrādījumu uz to, ka kādas zināmas orbitas varetu kaut kā atšķirties no citām. Uz katru no tām elektrons varetu pacelties, ja vien tā uzjēmtā enerģija būtu pietiekoši liela, jo klasiskā elektrodinamika enerģiju domā kā kontinuumu, tās absorpciju un emisiju kā nepārtrauktu notikumu; tapēc elektrons var absorbēt jebkuru tās daudzumu un tāpat jebkuru tās daudzumu emitēt.

Bet § 388., kur bija runa par enerģijas sadalījumu spektros, bija teikts, ka ieskats par enerģijas absorpciju un emisiju kā nepārtrauktu notikumu nav savienojams ar eksperimentā dabūtiem rezultātiem. Tapēc Planck's bija spiests no šī viedokļa atteikties un pieņemt, ka atoms («vibrators») gaismu var emitēt tikai tad, kad tās tāni uzkrājies zināms daudzums; ja emitētā frekvence ir ν , tad šis zināmais daudzums ir

$$\epsilon = h\nu.$$

h ir proporcionalitātes faktors, no atoma un radiācijas īpašībam neatkarīgs, tā tad universāla konstante visiem gadījumiem. Tā skaitliskā vērtība un dimensija ir $6,55 \cdot 10^{-27}$ erg. sec; to sauc par Planck'a konstanti. Atoms var emitēt vaj nu visu ϵ uz reizi, vaj neka; puse, trešdaļa u. t. t. no ϵ nav iespējama. Tā ϵ ir vismazākā iespējamā tās enerģijas porcija, kas izplatās ar frekvenci ν ; to sauc par frekvences ν «kvantu».

Planck'a kvantu teorija enerģijas sadalījumu pa spektru izskaidro labāki par citām teorijām; tapēc tai parasti dod priekšroku arī citu emisijas parādību izskaidrojumu meklējot. To dara arī Bohr's, pieņemot, ka atoms var absorbēt un emitēt tikai veselus kvantus, vaj to daudzkārtņus. Bet tas tad nozīmē, ka atoma enerģija var mainīties arī tikai pa veseliem kvantiem, no ka savukārt nāk slēdziens, ka tikai tās orbitas, resp. tie enerģijas līmeņi ir atomā fizikāli iespējami, kuŗu emisijas atbilst veseliem kvantu skaitļiem. Ar to no visām ģeometriski iespējamām orbitām atomā ir izceltas dažas — veselo skaitļu orbitas; tikai tās ir iespējamās un tikai uz un pa tām elektroni var kustēties. Ja atomā ienākusē enerģija ir tāda, ka to absorbējot elektronam būtu jāpaceļas uz kādu «neiespējamu» orbitu, tas to nemaz neabsorbēs, vaj arī no tās pajems tikai tik daudz, cik vajadzīgs, lai paceltos uz kādu «iespējamu», tā tad vesela skaitļa orbitu.

Iespējamās orbitas Bohr'a atomā noteic elektrona impulsa moments. Ja orbitas rādiuss ir a , elektrona masa m un riņķo-

šanas ātrums v , tad tā impulss jeb kustības daudzums ir mv (I, § 24.) un šī impulsa moments ap kodolu ir

$$p = mva.$$

Ja $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ir riņķošanas angularais ātrums, tad, liekot $v = \omega a$, to varam rakstīt

$$p = m\omega a^2.$$

Bohr'a teorijā iespējamas un stacionaras ir tikai tās orbitas, kuņām

p ir viena un tā paša lieluma $\frac{h}{2\pi}$ daudzkārtņis:

$$p = n \frac{h}{2\pi},$$

kur h — ir universalā Planc'ka konstante, n — vesels «kvantu skaitlis». Vismazākais no iespējamiem kvantu skaitlim ir $n = 1$; tas nozīmē pirmo, kodolam vistuvāko limeni, resp. orbitu; $n = 2$ otrai, $n = 3$ trešai u. t. t. orbitai. $n = \infty$ nozīmē bezgalīgi tālu orbitu; tāda, praktiski jemat, ir atoma periferijas orbita.

Bohr'a postulats nav ne eksperimenta, ne arī loģikas slēdziens; arī neka ko «izskaidrot» tāni nav. Ar klasisko elektrodinamiku un klasisko fiziku tam nav nekādu sakaru. Tas nav «pierādams»; to var pieņemt, vaj nepieņemt, tas var patikt, vaj nepatikt. Vienīgais tā vērtības kriterijs un Bohr'a soļa attaisnojums būtu tas, ja ar to pazīstamos eksperimentālos faktus varetu aprakstīt un izskaidrot labaki, nekā ar citām, uz «klasiskiem» pamatiem dibinātām hipotēzēm. Cik dīvaini tas arī neizliktos, aprēķini un novērojumi rāda, ka Bohr'a solis ir bijis pamatots. Visspilgtako ilustrāciju tam sniedz ūdeņraža spektrs.

§ 404. Ūdeņraža spektrs. Ūdeņraža atomā ap pozitīvo kodolu («protonu») riņķo viens pats elektrons. Normalā atomā elektronam ir noteikta orbita, kas atbilst noteiktam kvantu skaitlim, piem., n ; to nosaka ūdeņraža atoma patreizejā enerģija W_n . Kad pēdeajā aug, elektrons no normalās orbitas pāriet uz kādu augstāku, bet atkal vesela skaitļa orbitu; nosauksim to ar m . Tad atoms būs ierosināts un tā enerģija būs W_m . Ja absorbētā enerģija būtu bijusi mazāka, elektrons būtu pacēlies uz kādu par m zemāku, bet gan tikai «iespējamu» orbitu, ja lielāka — uz kādu par m augstāku orbitu.

Tā tad elektronam atomā ir «dabiskas» un «uzspiestas» orbītas. Nākošā brīdī, krizdams no uzspiestās orbītas atpakaļ uz dabisko, elektrons izstaro frekvenci

$$\nu_m = \frac{W_m - W_n}{h} = \frac{W_m}{h} - \frac{W_n}{h},$$

kas atbilst noteiktai līnijai ūdeņraža spektrā. Kādā citā, tās pašas ūdeņraža gāzes atomā elektrons no dabiskās orbītas n varena pacelties līdz kādai citai «iespējamai» uzspiestai orbītai m' ; kritot atpakaļ uz n -orbītu, tas dos frekvenci

$$\nu_{m'} = \frac{W_{m'} - W_n}{h} = \frac{W_{m'}}{h} - \frac{W_n}{h},$$

kam stāvēs pretī kāda cita līnija ūdeņraža spektrā. Ja $m' > m$, t. i. ja otrā gadījumā elektrons ir bijis pacelts uz augstāka enerģijas līmeņa ($W_{m'} > W_m$), frekvence $\nu_{m'}$ ir lielāka par ν_m un tās dotā līnija stāv spektrā tālāku uz īso viļņu pusi. Tā katram elektrona lecienam no kādas iespējamās uzspiestās orbītas m uz dabisko orbītu n atbilst noteikta līnija spektrā.

Nav grūti saprast, ka ar to ir noskaidroti divi svarīgi spektroskopiski fakti. Vispirms tas, ka katra spektra frekvence ir izteikta kā divu skaitļu difference, kuŗos ieiet veseli skaitļi n un m ; šie skaitļi ir atoma enerģijas, n un m — kvantu skaitļi, kas rāda, no kāda uz kādu enerģijas līmeni elektrons ir lecis. Otrkārt, tas noskaidro spektru sēriju izcelšanos. Tiešam: liekot, piem., $n=1$, t. i. pieņemot, ka ūdeņraža atomā elektrona dabiskā orbīta ir pirmā iespējamā (ar vismazāko radiusu), un liekot $m=2, 3, 4 \dots$, dabūjam frekvenču rindu, kas cēlušās no vienas un tās pašas «gala orbītas». Tapēc tās visas atvasināmas no viena un ta paša n , liekot dažādus un veselus m . Tā «gala orbīta» n nosaka sēriju, «sākuma orbīta» m — sērijas frekvences.

Ūdeņraža spektrā $n=1$ atbilst pirmajai jeb Lyman'a sērijai. Uz šo, kodolam vistuvāko līmeni lecot elektrons var dot vislielāko frekvenci; tapēc kvantu skaitlis $n=1$ nosaka visīsāko viļņu sēriju spektrā.

$n=2$ nozīmē otro, atomā iespējamā un stabila orbītu. Arī uz tās elektrons var atrasties absorbešanas brīdī. Visi lecieni kas no-

beidzas uz šo orbitu, dod Balmer'a seriju. No ta saprotams, ka pēc šini serijā m iesākas ar skaitli 3. Paschen'a seriju dod tie elektronu lecieni, kas beidzas uz trešo ($n=3$) stabilo orbitu; tie nāk no ceturtās, piektās u. t. t. orbitas.

Ar to ūdeņraža spektra serialā īpašība dabū kvalitatīvu izskaidrojumu. Bet Bohr'a teorijas stiprā puse ir ta, ka no tās var sagaidamās frekvences un tāpat dažas atoma struktūras konstantes arī izrēķināt. Tā, piem., pieņemot, ka starp kodolu ($Z=1$) un elektronu ūdeņraža atomā darbojas Coulomb'a spēki, var katram kvantu skaitlim n izrēķināt atbilstošo enerģiju W_n atomā. Ta ir

$$W_n = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2},$$

kur m — elektrona masa, e — lādiņš un h — Planck'a konstante. Ja lecienā no m uz n emitēto viļņu skaitu apzīmēsim ar ν , tad

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{ch^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Tā dabūjam seriju formulu ūdeņraža spektram. Salīdzinot to ar eksperimentālo seriju formulu, redzam, ka Rydberg'a konstante te ir

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{ch^3}.$$

Liekot $m = 9.10^{-28}g$, $e = 4,77.10^{-10} E. S. V$, $c = 3.10^{10} \frac{cm}{sec}$ un

$h = 6,55.10^{-27} erg. sec$, dabūjam $R = 109800 cm^{-1}$, kurpreti no eksperimentālām formulām izrēķināms $R = 109737 cm^{-1}$. Tas rāda, ka saskaņa ir apbrīnojami laba.

Tāpat atoma rādiusu kadai noteiktai orbitai n var izrēķināt. Tas ir

$$a = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e^2};$$

elektrona riņķošanas frekvence pa n -to orbitu ir

$$\omega = \frac{4\pi^2 m e^4}{n^3 h^3}$$

un lineārais ātrums

$$v = \frac{2\pi e^2}{nh}.$$

Ar tiem pašiem datiem kā agrāki, pirmajai orbitai $n = 1$ dabūjam

$$a = 0,54 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

— skaitli, kas ir ļoti tuvs eksperimentālā ceļā dabūtiem skaitļiem.

Atzīmejams tas ātrums, ar kādu elektrons skrien pa orbitu: liekot atkal $n = 1$, dabūjam (apaļos skaitļos)

$$v = 6,4 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

un

$$\omega = 6,17 \cdot 10^{15}.$$

Lielā saskaņā starp aprēķinātiem un eksperimentā dabūtiem skaitļiem dod liecību par labu B o h r'a teorijai. Kaut arī bez «loģiska» pamatojuma, ta ūdeņraža emisijas parādības kā kvalitatīvi, tā kvantitatīvi apraksta labāki par citām.

§ 405. *X*-staru spektri. Savu kvantu postulatu B o h r's vispirmā kārtā pielietoja ūdeņraža spektra izskaidrojumam. Vēlāk to viņš mēģināja arī nākošo elementu, piem., *He*-spektram pielietot, bet te sekmes bija mazākas. Izrādījās, ka jo komplicētāks paliek atoms, jo grūtāki saskaņot eksperimentu ar B o h r'a teoriju.

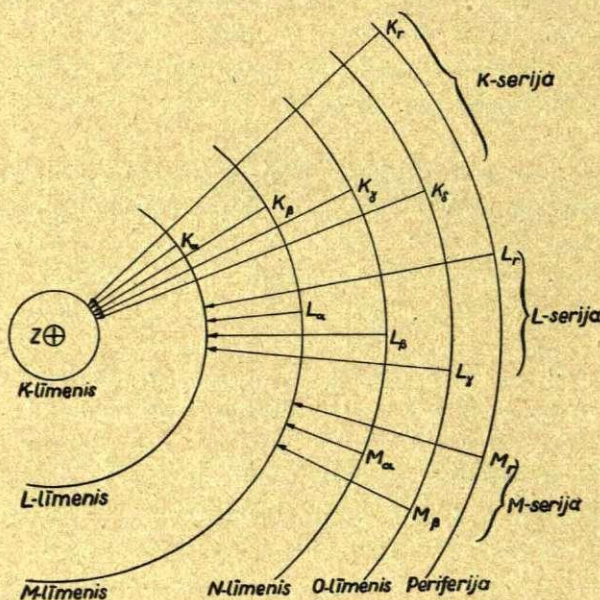
Domājams, ka ta iemeslis ir tas, ka vienkāršos atomos, kur elektronu ir maz, tie visi atrodas kodola tiešā iespaidā; te vienīgais noteicējs ir tas C o u l o m b'a spēks, kas darbojas starp kodolu un kādu elektronu. Ja elektronu atomā ir vairāk, kā tas ir smagākos elementos, tie ir ne tikai kodola, bet arī viens otra elektriskā laukā. Tapēc te noteicējs ir ne tikai kodola lādiņš, resp. atoma numurs Z , bet tam nāk klāt arī pārejo elektronu kopejais iespaids. Ūdeņraža atomā vienīgais ta elektrons atrodas «tīrā» C o u l o m b'a spēka laukā, pārejos — modificētā laukā, jo daļu no «tīrā» lauka «aizsedz» pārejie elektroni.

Te stāvoklis ir tāds pat kā spektru serijas meklejot: vienkāršāko elementu (ūdeņraža) spektros serijas viegli saskatāmas, smagāko — grūtāki. Bet tāpat kā *X*-staru spektros serialās likumības ir vienkāršas arī smagākiem elementiem, tāpat arī B o h r'a teorija smago elementu *X*-staru spektriem pielietojama gandrīz ar tādām pašām sekmēm, kā ūdeņraža spektram. No jau sacītā tas arī saprotams: *X*-starus dod kodola tuvumā riņķojošie elektroni; tapēc tie ir gandrīz «tīrā» kodola laukā, kur pārejie elektroni tos netraucē.

X -staru spektros K -serijai pieder visīsākie viļņi; ta ir pirmā serija spektrā. Šīs serijas frekvences dod elektronu lecieni no kautkādas orbitas m uz pirmo, ar kvantu skaitli $n = 1$:

$$\nu = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 2, 3, 4 \dots \dots$$

K -serijas robeža spektrā ir tur, kur ir vislielākā frekvence. Kā redzams zīm. 173., vislielāko frekvenci dod vislielākais lecieni K_γ , t. i. lecieni no atoma periferijas uz pirmo kvantu orbitu. No ta saprotams, ka K -serijā — un tapēc ari visā jemtā elementa X -spektrā — šī ir vislielākā iespējamā frekvence; ta ir šī spektra robeža uz īso viļņu pusi



Zīm. 173.

X -staru seriju emisijas schema.

L -seriju dod tie elektronu lecieni, kuņi beidzas uz otro orbitu ar kvantu skaitli $n = 2$; tās frekvences dabujam no formulas

$$\nu = R(Z-7,4)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 3, 4, 5 \dots \dots$$

Šīs serijas robeža ir dota ar maksimālo iespējamo lecieni L_γ — no atoma periferijas uz orbitu $n = 2$. Tā kā visi te iespējamie lecieni ir isaki par K -serijas lecieniem un ari L_γ ir isaks par K_γ , tad sa-

protams, kapēc L -serijas frekvences ir mazakas par K -serijas frekvencem un kapēc L -serijas robeža spektrā ir vairak uz gaŗo viļņu pusi nekā K -serijas robeža. Vēl vairak uz gaŗo viļņu pusi stāv M -serijas robeža, aiz tās nāk N -serija u. t. t. Kā redzam, B o h r'a teorija dod visai labu seriju izcelšanās izskaidrojumu.

Serijas robežu dod maksimalais iespējamais elektrona leciens, t. i. leciens no paša pēdejā enerģijas līmeņa (atoma periferijas). Šim pēdejam varam likt $m = \infty$ un tad K -robežas frekvence ir

$$\nu = R(Z - 1)^2$$

un L -robežas frekvence

$$\nu = \frac{1}{4} R(Z - 7,4)^2.$$

No sacitā redzams, ka nekādas principiēlas atšķirības starp X -staru un «redzamo» staru spektriem nav. Kā vienus, tā otru dod viens un tas pats atoms; tikai X -stari nāk no atoma «dziļumiem», redzamie — vairak no atoma periferijas. X -staru frekvences dod tie elektronu lecieni, kuŗi beidzas uz iekšējām, kodolam tuvākām orbitām, redzamo staru frekvences — elektronu lecieni uz ārējām, no kodola tālak stāvošām orbitām. Jo vienkāršaks ir atoms, jo mazak tanī ir elektronu un līdz ar to mazak «dabisku» orbitu; tapēc arī iespējamo lecienu dažādība ir mazaka un spektri vienkāršaki. Līdz ar to arī kvantitatīvā atšķirība starp atoma dotiem «redzamiem» un X -stariem kļūst mazaka, tā ka kāda spektrāla līnija var vienā un tanī pašā laikā piederēt kā vienam, tā otram spektram. Visvienkāršākā elementa — ūdeņraža gadījumā abi spektri ir indentiski: $L y m a$ 'a serija ir tas pats, kas K -serija, $B a l m e r$ 'a serija tas pats, kas L -serija u. t. t.

Bet tādā gadījumā redzamās gaismas ierosināšana ne ar ko principiēli nevar atšķirties no X -staru ierosināšanas. X -staru dabūšanai atoms «japreparē» tā, lai vēlāk elektrons varetu dot augstu frekvenci, t. i. taisit lielu lecienu. Tādu var dot elektrons, kas izcelts no kādas zemas, t. i. kodolam tuvas orbitas. Redzamo staru, t. i. mazaku frekvenču dabūšanai elektrona leciens preparētā atomā var būt īsaks; tādus var dot augstako, t. i. ārejo orbitu elektroni. Bet lai varetu atomā iespieties līdz zemākām orbitām, vajadzīga lielaka enerģija nekā līdz ārējām iespiežoties; tapēc X -staru ierosināšanai vajadzīga lielaka enerģija nekā redzamās gaismas ierosināšanai. Tas arī pilnīgi saskan ar ikdienas novērojumiem.

Kā jau vairakkārt minēts, viens no visparastākajiem ierosmes līdzekļiem ir bombardēšana ar elektroniem. Tā mēs ierosinām X -starus, tā dabūjam redzamo gaismu retinātās gāzēs un tvaikos. Te enerģiju atomā ienes un riņķojošiem elektroniem atdod šie elektroni. No pag. §. teiktā redzams, ka X -staru ierosināšanai elektronu enerģijai jābūt lielākai par redzamās gaismas ierosināšanai vajadzīgo enerģiju. Bet elektrona enerģiju var mērot voltos, jo ta ir tik liela, cik voltu potenciālu diferenci tas ir iepriekš izskrējis cauri:

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

Tā tad X -staru ierosināšanai vajadzīgi lielaki potenciāli V nekā redzamās gaismas ierosināšanai. Par pirmiem jau bija runa § 393.; smagiem elementiem tie sniedzas vairākos desmitos un pat simtos kilovoltu. Redzamās gaismas ierosmei vajadzīgie potenciāli ir daudz mazāki, kā tas redzams no sek. tabeles:

Elements	He	Ne	H	N	Hg	Na	Rb	Cs
Ierosmes potenciāls voltos	20,9	17,8	10,4	8,18	4,76	2,12	1,60	1,48

Tanī dotie skaitļi ir ierakstīti vielu ierosmes potenciāli. Zinot, ka elektrona enerģija ϵ , kas izgājis cauri potenciālu diferencei $V = 1$ volts, ir

$$\epsilon = eV = 4,7 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{1}{300} = 1,56 \cdot 10^{-12} \text{ erg},$$

varam tos pārrēķināt *ergos*. Atzīmejams, ka jo sevišķi mazi ierosmes potenciāli ir alkāļu metāliem, un no tiem it īpaši cēzijam.

Kaut ierosmei vajadzīgie potenciāli ir mazi, tai vajadzīgā enerģija tomēr nav maza. Sakarā ar to interesanti parēķināt, kādai jābūt kādas gāzes temperatūrai, lai gāze pati sevi varetu ierosināt. No tabeles dabūjam, ka, piem., ūdeņraža Balmer'a sērijas pirmās līnijas ierosināšanai vajaga

$$1,56 \cdot 10^{-12} \cdot 10,4 = 16,2 \cdot 10^{-12} \text{ erg}.$$

Liekot to formulā

$$\frac{1}{2} mv^2 = kT,$$

kur k — temperatūras konstante = $2 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{grad}}$, dabūjam

$$T = \frac{16,2 \cdot 10^{-12}}{2 \cdot 10^{-16}} = 8,1 \cdot 10^4 \text{ grad} = 81000^{\circ} \text{ abs.}$$

Tādai būtu jābūt ūdeņraža gāzes temperatūrai, lai tā varētu dot Balmer'a sērijas spektru. Gan atzīmējams, ka v augšējā formulā nozīmē videjo ātrumu kvadrātā; patiesībā dažu molekulu ātrumi ir daudz lielāki par šo videjo. Bet atkal no otras puses, šādu molekulu skaits pie parastām temperatūram ir tik mazs, ka ar tām gāzes ierosināšana emisijā nevar notikt. Tā tad gāzes varētu pašas emitēt līnijaspektrus tikai pie ļoti augstām temperatūram būdamas. Reālos apstākļos tas grūti sasniedzams.

Citādi tas ir ar metālu tvaikiem, piem., cēziju, kura ierosmes potenciāls galvenās sērijas līnijai ir tikai $1,48 V = 2,2 \cdot 10^{-12} \text{ ergu}$. Cēzija un līdzīgi arī citu alkaļu metālu tvaikos to molekulu skaits, kuru kinētiskās enerģijas pārsniedz šo enerģiju, ir pietiekoši liels, lai pārejās molekulas ierosinot emisijā varētu dot konstatējamu radiāciju. Tā metālu tvaiki zināmos temperatūros apstākļos var sākt zināmas līnijas emitēt. Spektru kvantu teorija, kāda tā mūsu dienās izkopta ar Bohr'a, Sommerfeld'a u. c. darbiem, no šādu līniju rašanās vaj nerašanās ļauj taisīt slēdzienus par tiem apstākļiem kādi valda emisijas avotā. Uz tā pamatodamies Saha pēdējā laikā ir devis interesantu teoriju par saules un arī zvaigžņu fizikālo dabu. Tās sīkaks iztirzājums mūs aizvestu par tālu.

II. sējuma § 323. bija runa par gāzu, resp. tvaiku ionizācijas potenciālu. Tas mēro to darbu, kāds jāpāstrādā attiecīgu atomu ionizējot. Atoma ionizēšana nozīmē elektrona izsišanu; nupat uzmetā schemā tas nozīmē elektrona pacelšanu no kādas «dabiskas» orbitas uz atoma periferiju, resp. no atoma ārā. Bet tad no sacītā saprotams, ka katrai spektralai sērijai ir savs ionizācijas potenciāls. Tos dod attiecīgu sēriju robežas potenciāli.

§ 406. Kvantu un viļņu teorija. Kvantu teorija, ko fizikā ievēdis Plānc'k's lai izskaidrotu enerģijas sadalījumu spektrā, savu visspilgtāko attaisnojumu rod Bohr'a ūdeņraža spektra teorijā. Līdz ar to optikā ienācis jauns uzskats par dabas parādībām, ko varam apzīmēt kā veselu skaitļu uzskatu. Gaismu emitējot

vaj absorbejot atoms pāriet no viena enerģijas stāvokļa otrā, bet šie stāvokļi var būt tikai tādi, ka to enerģijas viena no otras atšķiras ar veselu skaitli $\epsilon = h\nu$ vaj ta daudzkārtņi. Ja arī citos enerģijas stāvokļos, kas būtu starp šiem, atoms varetu atrasties, tad emitēt tas nevarētu.

Šo ieskatu tālāk attīstot nonākam pie ieskata par gaismas dabu, kas ir pilnīgi svešs Huygens'a-Fresnel'a-Maxwell'a ieskatam. Klasiskā teorija gaismas emisiju domā kā nepārtrauktu notikumu. Avota emitētā gaisma kā nepārtraukta plūsma iziet apkārteņā telpā, piepildot to bez atlikuma un, ja spējams, vienmēri. Gaismas izplatīšanos brīvā telpā šinī teorijā var raksturot ar zinamu viļņa fronti un to, ka šinī frontē nekur nav pārtraukumu: gaismai izplatoties viļņa fronte kā ģeometriskā sfera aug proporcionāli izplatīšanās ātrumam, bet visu laiku gaismas enerģija paliek vienmēri pa to sadalījusies. Gan enerģijas daudzums uz viena frontes cm^2 kļūst mazs, gaisma kļūst itkā «plānaka», bet fronte paliek nepārtraukta. Kvantu teorija, turpreti, emisijas procesu domā kā atsevišķu impulsu emisiju; tapēc arī emitētā gaisma izplatās apkārteņā telpā ne kā nepārtraukta fronte, bet kā viena no otras neatkarīgas, telpiski atšķirtas porcijas.

Šo ieskatu par gaismas «strukturu» jo sevišķi izkopies A. Einsteins. Viņš pieņem, ka katra emitētā gaismas porcija $\epsilon = h\nu$ arī vēlāk neizklist, resp. neizplešas, bet paliek ar agrako «tilpumu», t. i. arī aizejot apkārteņā telpā tās nestā enerģija paliek lokalizēta nelielā tilpumā. Tā gaisma no emisijas avota izplatās kā mazi, viens no otra neatkarīgi «gaismas piki» jeb «gaismas kvanti». Tā emitētā gaismai ir «struktūra». Ja arī te šo gaismas kvantu straumei domājum līdzīgi ejot kādu sferu, «fronti», tad gaismas enerģija uz tās būtu ne vienmēri sadalīta, bet sablīveta dažās vietās; pārējās frontes vietas būtu no gaismas «tukšas».

Katrs gaismas kvants nes sev līdz zinamu enerģiju un arī zinamu «kustības daudzumu», resp. «impulsu». Pirmo nosaka produkts $\epsilon = h\nu$,

otro lielums $p = \frac{h\nu}{c}$, kur h ir Planck'a konstante, c -gaismas

izplatīšanās, t. i. kvanta skriešanās ātrums un ν — kvanta nestā «frekvence». Kas ir šī «frekvence» un vaj par tādu te maz var runāt, tas pagaidām paliek kvantu teorijas noslēpums, bet kā no uzrakstītā redzams, kvants ir jo lielāks, jo lielāka ir tā frekvence un otrādi — jo

lielaka ir kvanta nestā frekvence, jo lielaks ir pats kvants. Te kvanta «lielums» domats kā ta enerģijas lielums. Ar kvanta tilpumu ir otradi: jo lielaka ir frekvence ν , jo mazaks ir paša kvanta tilpums, un otradi. Saprotais, ari kvanta «tilpuma» jēdziens te ir bez noteiktas definīcijas.

Kā redzams, šī «galejā» kvantu teorija stipri līdzīga Ņutona «emisijas» jeb gaismas korpuskulu teorijai. Ta uzskatama kā Bohr'a emisijas teorijas tālakais secinājums. Tiešam: ja jau atoms var emitēt tikai veselus kvantus, tad ari absorbet tas var tikai tādus, bet tad ir dabiski piejēmt, ka absorbetā gaisma atsevišķu kvantu veidā līdz atomam ari ir atnākusi, t. i. kā tāda ari izplatījusies.

Materielās pasaules īpašības izskaidrojot mēs turamies pie atomistiskā ieskata. Tāpat ari elektrību mēs domājam no atsevišķām porcijām — elektroniem — saliktu. Šis ieskats ietver sevī ari «veselo skaitļu uzskatu»: kāds vielas gabals var saturēt tikai veselu skaitli atomu un tāpat kādā elektrības daudzumā var būt tikai vesels elektronu skaits. No ta redzams, ka ekstremā kvantu teorija, cik sveša un savada ta mums ari neizliktos, tomēr ir «dabiska», jo nav iemesla domāt, ka atomistiskā struktūra ir tikai materijai un elektrībai, bet ne enerģijai īpatneja. Tā var būt, ka ari šī «galejā» kvantu teorija ir tikai tālakais un nepieciešamais mūsu pasaules uzskata paplašinājums.

Katras teorijas vērtību noteic tas, cik daudz un cik labi ta var jau zinamus faktus izskaidrot un jaunus faktus paredzēt. Kvantu teorijas izskaidroto faktu daudzums ir vēl ļoti mazs. Bet raksturīgi ir tas, ka šie fakti ir taisni tie, kurus klasiskā viļņu teorija pagaidam nevar izskaidrot. Šī iemesla dēļ kvantu teorija ne tikai kā pastāv, bet pat daudzās citās vietās mēģina nostāties viļņu teorijas vietā.

Kā pirmais no faktiem, kam kvantu teorija dod labu, bet viļņu teorija nekādu izskaidrojumu, minams fotoelektriskais efekts (II, § 322.). Kā tur rādīts, fotoelektronu daudzumu nosaka krītošās gaismas intensitāte; tapēc to var jēmt par pēdejās mēru (fotoelektriskā šūna, § 336.). Emiteto fotoelektronu ātrums, turpreti, ir ne no krītošās gaismas intensitātes, bet gan frekvences atkarīgs: jo augstaka ir krītošās gaismas frekvence, jo lielaks ir fotoelektronu ātrums. Ja gaisma būtu viļņu virkne, fotoefektu varetum domāt kā rezonances

efektu: gaismas elektromagnetiskais lauks, iešūpojot metalā esošos elektronus, tos beidzot izmet no atoma ārā. Bet tad izmesto elektronu ātrumiem būtu jābūt proporcionāliem gaismas viļņa amplitudei, t. i. tās intensitātei; gaismas frekvencei te nekāda iespaids nevarētu būt. Tā tas nav un tapēc viļņu teorija fotoefekta izskaidrojumu nedod.

Kvantu teorijai tas nenākas grūti: nonākot līdz elektronam metalā, gaismas kvants, ar to saduroties, tam visu savu enerģiju atdod. No tā elektrons iegūst zinamu kinētisku enerģiju, kas ir jo lielāka, jo lielāks ir pats kvants. Kad tas ir bijis pietiekoši liels, t. i. kad pietiekoši liela ir bijusi krītošās gaismas frekvence ν , elektrons var pārvārtēt tās saites, kas to metāla iekšienē saista, un to ar zinamu ātrumu v atstāt. Tad

$$\epsilon = h\nu = \frac{1}{2}mv^2,$$

kur m ir elektrona masa. No tā redzam, ka kvalitatīva saskaņa ar novērojumu te ir visai laba. Bet arī kvantitatīvi šis likums atbilst. Izmērojot v (skat. II, § 322.) un zinot m un ν , varam izrēķināt h . Tad izrādās, ka tā dabūjamie skaitļi ir visai tuvi citādā ceļā dabūtiem.

Kā otrs fakts, kam kvantu teorija dod apmierinošu izskaidrojumu, minams jau § 392. atzīmētais: X -staru vienlaidu spektros iso viļņu galā ir noteikta asa robeža (zīm. 165. un 166.). Šo robežu dod lampai pieliktā potenciāla maksimālā vērtība. No viļņu teorijas viedokļa raugoties šo robežu būtu grūti izskaidrot. Pieņemot, ka arī bremzes radiācijai ir «kvantu struktūra», t. i. ka elektrons

savu kinētisko enerģiju $\frac{1}{2}mv^2$ arī bremzes procesā pārvērš «kvantā», kvantu teorija dod

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu.$$

Bet tad dabūtā radiācijā ν nevar būt lielāks par zinamu frekvenci, kas atbilst maksimālajam v . Tā kā v ir potenciāla V noteikts, jo

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV,$$

tad redzams, ka maksimālo, spektrā iespējamo frekvenci ν nosaka lampai pieliktais maksimalais potenciāls. To var rakstīt

$$h\nu = eV,$$

no kurienes

$$\nu = \frac{eV}{h}.$$

Liekot frekvences ν vietā viļņa garumu λ , t. i. $\nu = \frac{c}{\lambda}$, dabujam

$$\lambda = \frac{hc}{eV}.$$

cir $3 \cdot 10^{10} \frac{cm}{sec}$, $h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec}$ un $e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{\frac{3}{2}} \text{ gr}^{\frac{1}{2}} \text{ sec}^{-1}$;

izteicot λ angstromos un V volts, dabujam sakaru

$$\lambda = \frac{12340}{V}.$$

Šis sakars izteic tā sauc. Duane'a un Hunt'a likumu. Eksperimentāli tas attaisnojas līdz visaugstākiem sasniedzamiem potenciāliem $V = 275 \text{ kV}$.

Ļoti stipru balstu kvantu teorija ieguva ar to, ka ar to bez grūtībām vareja izskaidrot § 395. aprakstīto Compton'a efektu. Viļņu teorija gan paredz izklaidētās gaismas viļņa garuma maiņu (Stokes'a likums), bet tās atkarību no izklaides leņķa ne. Uzskatot gaismas kvantu kā mazā tilpumā lokalizētu enerģijas piku, kam piemīt zināma enerģija un impulss, un pieņemot, ka kvantam ar elektronu saduroties ir vietā mechanikas likumi, t. i. enerģijas un impulsa neiznīcība, Compton's ir rādījis, ka «izrēķinātā» viļņa garuma maiņa ir taisni tāda, kādu to dod eksperiments.

Šie fakti runā par labu ekstremai kvantu teorijai; tie ir tādi, kuŗus klasiskā viļņu teorija pagaidam nevar izskaidrot. Bet tas ir arī viss. Pārejos optikas faktus var viegli izskaidrot viļņu teorija, bet tie nav pa spēkam kvantu teorijai. Te vispirms minami: interference un difrakcija; tāpat refleksija, refrakcija, dispersija u. c. kvantu teorijā izskaidrojumu vēl nav dabuŗuŗi.

Tā liekas, ka kvantu teorija ir ielauzusies optikā kā svešs elements un nostājusies preti sen-senai viļņu teorijai. Ir radusies itkā vajadzība izšķirties vaj nu par labu vienai, vaj otrai. No vienas puses milzums faktū un pieradums neļauj mums atteikties no klasiskās viļņu teorijas. No otras puses: veselo skaitļu loģika un nupat minēto faktū labais kvalitatīvais un kvantitatīvais izskaidrojums runā par labu kvantu teorijai. Abas tās liekas nesamierinamas un nesavienojamas. Tā optikā ir radies stāvoklis, kad divas pretejas teorijas jālieto reizē. Saprotams, tas ir neērts stāvoklis. Tapēc mūsu dienās daudzi meklē izeju no šī stāvokļa. Kā var domāt, tas rāsies nevis kādai no teorijām kritot, bet tām apvienojoties: lēno notikumu, resp. m a z o frekvenču aprakstam noderēs viļņu teorija, a š o notikumu, t. i. augsto frekvenču aprakstam — kvantu teorija.

Reģistrs.

(Cipari rāda lapas puses.)

A.

Abb'é, 86; — numeriskā apertura 65.

Aberacija, astronomiskā 15.; chromatiskā — 87.; — sferiskā 27.; 59.; — — longitudinalā 61.; — — lateralā 61.

Absoluti melns ķermenis 193.

Absorpcija — gaismas 179.; — as koeficients 180., 222.; — as kvantu teorija 252.; — as mehānisms 175.; — metalos 232.; — as spektrs 82.; 224. — selektīvā 224.; siltuma staru — 187.; — un atomnumurs 223.; X-staru — 222.

Achromatiska lēca 89.; — prizma 86.

Actio in distans 2.

Amici prizma 87.

Amplitude, viļņa 100.

Analizators 154.

Analīze, spektrālā 80.

Anastigmats 72.

Angstremis 83.

Anomālā dispersija 94.; — *Natvaikos* 228.

Aparāts, projekcijas 71.; — spektral— 90.; — Nörenberg'a 147.

Apertūra, spoguļa 24.; — numeriskā 65.

Apgaismojums 8.

Aplanāts 72.

Arago 36., 123., 164., 167.

Ass, blakus — 26.; — galvenā 150.; — kristāla 150.; — optiskā 23.; — spoguļa 23.

Atdalīšanas spēja 65.; — režģa 134.

Atdzišana 185.

Atoma rādiiuss 256.

Atomrefrakcija 36.

Atoms, Rutherford'a 249.

Auer'a gaisma 188.

B.

Babinet kompensators 163.

Balmers 240.; — sērija 240.

Balta gaisma 77.; 183.

Barkla, X-staru polarizācija 215.

Bartolinus, dubultlaušna 139.

Bartolli, gaismas spiediens 201.

Becquerel's, fosforescence 208.

Belopolsky, Doppler'a efekts 235.

Bikvarcs 170.

Bilde, difrakcijas 123.; — interferences 104.

Binoklis 70.

Biot 158., 167.

Biprizma 104.

Blivums, radiācijas 200.

Bohr's 250.; — kvantu postulāts 254., 257.; — teorija 250., 257.

Bolometrs 181.

Boltzmann's, — likums 195.;
 — refr. koeficienti sērā 37.
 Boys'a radiomikrometrs 181.
 Bradley, aberacija 15.
 Brewster'a, likums 148.
 Brodhun'a fotometrs, sk. Lum-
 mers.
 Bunsen's spektralanalīze 80.

C.

Camera obscura 7.
 Cauchy formula 93.
 Caurlaidība 179.
 Caurspīdība 179.
 Ceļš, ģeometriskais 32.; — op-
 tiskais 32., 103.
 Centrs, lēcas 49.; — spoguļa
 23.
 Chemiluminescence 177.
 Chromatiskā aberacija 87.; — po-
 larizācija 161.
 Ciklu skaits 99.
 Clausius-Masotti formula 37.
 Compton'a efekts 224.; 265.
 Cornu, gaismas ātrums 17.;
 — prizma 203.
 Crookes's, gaismas spiediens
 201.; — radiometrs 182.

D.

Debess zilums 178., 226.
 Deviacija 33.; — minimala 44.
 Dewar's, fosforescence 210.
 Diafragma 62,
 Dichromatisms 225.
 Dienas gaisma 183.
 Diference, gājumu 102.
 Diferencialtermometrs 192.
 Difrakcija 5., 119., 120.; — bil-

de 123.; — no cauruma 127.;
 — no malas 124.; — no šķēršļa
 122.; — no spraugas 129.;
 — spektrs 136.; — X-staru
 spektrs 137.
 Difrakcijas režģis 133.; — atdali-
 šanas spēja 134.; — kopija 136.;
 Rowlanda 136.
 Dioptrija 56.
 Dispersija 38.; — anomalā 77.,
 94., 228.; — s iemeslis 78.;
 — s elektrons 229.; — s lielums
 84.; — as likne 93.; krāsu —
 77.; — metālos 233.; — nātrijs
 tvaikos 228.; — normalā 92.
 228.; rotācijas — 169.; relativā
 85.; — selektīvā 77., 228.
 — s spēja 85.; — totalā 85.
 Distance, labākās redzes 62.
 Divasu kristāli 158.
 Doppler'a efekts 234.; — kanal-
 staros 235.
 Draper'a likums 183., 194.
 Duane u. Hunt's 265.
 Dubultlaušana kristālos 149.; —
 magnetiskā laukā 172.
 Dulong'a un Petit likums 195.
 Dzirkstele 177.

E.

Efekts, Compton'a 224., 265.
 — Doppler'a 234.; — foto-
 elektriskais 182., 263.; — Pur-
 kinje 184.; — radiometriskais
 181.; — Tyndall'a 225.
 Ehrenhaft's, fotoforeze 202.
 Einsteins 4.
 Ekrans 6.
 Ekstraordinārais stars 150.
 Elektroluminescence 177.

Elektromagnetiskā teorija 3.; —
 Elektromagnetiskie viļņi 4.
 Emisija, gaismas 251.; —s me-
 chanisms 175.; —s kvantu teo-
 rija 252.; —s spēja 191.; —s
 spektri 80.; 183.; temperatūras
 — 176.; X-staru 211.

Ēna 5.

Energija, gaismas 7., 99.; —
 spektrā 190.; —s līmeņi atomā
 250.

Episkopiskā projekcija 73.

F.

Faraday's 3., 172., 236.

Fata morgana 41.

Fermat princips 26.

Féry 203.

Filmas, plānas 106.

Fizeau metode 16.; — u. Fou-
 cault 17.

Fluorescence 178., 182., 205.,
 206.; —es okulars 208.

Fosforoskops 208.

Fotoelektriskais efekts 182., 205.,
 263.; — šūna 13., 263.

Fotoforeze 202.

Fotografija — krāsās 117.;
 Lippman'a — 118.

Fotometrija 9.

Fotometrs, Bunzena 10.; — foto-
 elektriskais 12.; — Jolly 11.;
 — Lummer-Brodhun'a 11.; re-
 ģistrejošais 13.

Fraunhofer'a linijas 83., 190.,
 224., 225.

Frekvence 16., 99.; — īpatnējā
 227.; kvanta — 252.

Fresnel's 3., 9., 164., 200.; — bi-
 prizma 104.; — difrakcijas
 teorija 120.; — polarizācijas

teorija 158.; — optiskās rota-
 cijas teorija 169.; — spoguļi
 104.; — zonas 120., — rombs
 163.

Fronte, viļņu 19.; — kristalā
 156.; — un kvanti 262.

G.

γ -stari 220.

Gaisma, balta 77.; — monochro-
 matiska 74.; — «redzamā» 220.

Gaismas absorpcija 179.; —
 ātrums 13.; — ierosināšana
 175.; — daba 2.; — izklaide
 178., 225., 226.; — frekvence
 76., 262.; — enerģija 99.; —
 kvanti 262.; — refleksija 18.;
 — refrakcija 19.; — spiediens
 201.; — stiprums 7.

Gājums, stara 101.; — u. dife-
 rence 102.

Galilejs, gaismas ātrums 14.; —
 teleskops 69.

Galitzin's un Wilip's, Doppler'a
 efekts 235.

Galvenā ass kristalā 150.; — sek-
 cija 150.

Gehrke-Lummer'a plate 110.

Goniometrs 22.

Gredzeni, Ņutona 110.

H.

Haidinger'a riņķi 116.

Heffner'a svece 9.; — Alte-
 neck'a lampa 9.

Helmholtz's 95.

Herschel's 189., 207.

Hertz's, viļņi 4.

Huygens'a princips 2., 3., 19.,
 20., 23., 47., 98., 119., 156., 174.;
 — konstrukcija 157.

I.

- Ierosmes potenciāls 260.; — Balmera sērijas 260.
 Iluminācija 8.
 Imersija 67., 144.
 Infrasarkanais spektrs 189.
 Intensitāte, apgaismojuma 8.
 Interference 97.; — plānās filmās 106.; — konverģentā gaismā 165.; — paralelā gaismā 164. —es spektroskopija 117.
 Interferometri, Jamin'a 113.; — Lummer-Gehrke's 116.; — Michelson'a 115.
 Izklaide, gaismas 178., 225., 226.; — X-staru 223.; — difuzā 223.
 Izochromatiskās līnijas 166.
 Izolācija, fokālā 188.
 Izomeri, optiskie 168.

J.

- Jamin'a interferometrs 113.
 Jolly fotometrs 11.
 Joslu spektri 11,

K.

- Kalcīts 150., 157.
 Kaustika 60.
 Kaustiskā līnija 60.
 Keplera, teleskops 67.
 Kerr'a efekts 173.
 Kinematogrāfs 74.
 Kirchhof's, spektrālānāle 80.; — radiācijas likums 193.
 Koeficients, absorpcijas 180., 220.; — refrakcijas 31.
 Koherenti stari 103., 164.
 Kolimatori 90.
 Konjugēti fokusi 25.
 Kompensatori, Babinet 163.

Kondensatori 73.

- Konstante Planck'a 199., 253., 256.; — Rydberg'a 247.
 Korpuskulārā teorija 3.
 Krāsainums, virsmas 224.
 Kritiskais leņķis 38.
 Kristāls, divas 158.; — pozitīvs 157.; — negatīvs 157.; — vienas 153.
 Kundt's, krustoto prizmu metode 94.; — dispersija 227.; — metālos 233.
 Kvanti, gaismas 262.; — impulss 262.; — lielums 262.
 Kvantu absorpcija 252.; — emisija 252.; — skaitlis 253.; — teorija 4., 199.; — ūdeņraža spektra 255.
 Kvarci 157.; — labais un kreisais 168.

L.

- $\frac{\lambda}{4}$ -plate 162.
 $\frac{\lambda}{2}$ -plate 170.
 Labākās redzes distance 62.
 Ladenburg's un Loria 229.
 Lambert'a likums 9.
 Langley'a bolometrs 181., 190.
 Laue, difrakcija kristālos 138.
 Laurent'a plate 170.
 Lebedevs, gaismas spiediens 201.
 Le Bel's 168.
 Lēcas 48.; — achromatiskas 87.; attēli —ās 53.; — formula 51.; — optiskais centrs 49.; — palielinājums 55.; — pozitīvas un negatīvas 52.; — u sistēma 55.
 Leslie 192.

Līdzsvars, temperatūras 185.
 Likne, dispersijas 93.
 Limenis, enerģijas 250., 263.
 Liniņa, kaustiskā 60.; — izochromatiskā 166.
 Linza 48.
 Lippich's, polarimētrs 170.
 Lorentz's, Zeeman'a efekta teorija 237.
 Lorentz - Lorenz's, refrakcijas koeficients 36., 95.
 Lo Surdo, Starķa efekts 239.
 Lummer-Gehrke plate 116.
 Lummer's un Pringsheim's 196., 197.
 Lummer's un Brodhun's, fotometrs 11., 40.
 Lyman'a serija 241., 255.; — ultravioletais spektrs 204.

M.

Malus likums 146.
 Mascart 36.
 Masotti 37.
 Maxwell'a elektromagnētiskā teorija 3., 4., 36., 97., 98., 159., 200., 219.; — gaismas spiediēns 201.; — metra ideja 116.
 Melloni 192.
 Melna radiācija 194.
 Metalu optika 230.
 Michelson's, gaismas ātrums 18.; — interferometrs 115.
 Millikan's, kosmiskā radiācija 221.; — ultravioletais spektrs 204.
 Mikroskops 63.; —a palielinājums 63., 64.; polarizācijas — 166.; ultra — 145.
 Miražs 44.
 Molekularā refrakcija 36.

Moseley'a formula 245.; — likums 246.

N.

Newcomb's, gaismas ātrums 18.
 Negatīvi kristāli 157.; —as lēcas 52.
 Nichol's, selektīvā refleksija 184.
 Nichols un Hull's, gaismas spiediēns 201.
 Nicol'a prizma 153.
 Nikols 154.
 Normalā dispersija 93.
 Normalsvece 10.
 Nörenberg'a aparāts 147.
 Ņutons, emisijas teorija 3., 97.; 200., 263.; — dispersija 77.; — gredzeni 110., 205.

O.

Objektīvs 64.; foto — 71.: — Petzval'a 72.; Steinheil'a 72.; — Voigtländera 72.; — Zeiss'a — 72.
 Okulārs 64.; — Huygensa 68., 70.; — fluorescejošais 208.; — Ramsden'a 68., 70.
 Ondulācijas teorija 3., 97.
 Optiskā ass kristālā 152.; —ais ceļš 32.; — pirometrija 199.; — rezonance 230.; —ie «sitiēni» 113.
 Optiski aktīvas vielas 167.; —ie izomeri 168.
 Orbitas, elektronu, atomā 249.; — dabiskās 263.; — iespējamās 263.; — uzspiestās.
 Ordinārais stars 150.

P.

Paliēkošie stari 190., 205.
 Palielinājums, lēcu 53.; — mikroskopa 63., 64.; —spoguļu 24., 47.

Paschen'a serija 241., 256.
 Petrikalns, A., fosforescence 210.
 Petzval'a fotoobjektivs 72.
 Pirometrija, optiskā 199.
 Planck'a formula 198.; — kvantu teorija 4., 199., 253., 261.; — konstante 290., 253., 256.
 Plate, ceturtdal- viļņa 162.; — Laurent'a 170.; — pusviļņa 170.; — Schumann'a 203.
 Poisson's 123.
 Polarimetrš 169.; — Lippicha 170.; — pusēnas 171.
 Polarizacija 146., 148.; — chromatiskā 161.; — cirkulārā 159., 162.; — — pie refleksijas 162.; — elliptiskā 159.; — maksimālā 148.; — pilnīga 148.; — X-staru 215.
 Polarizācijas mikroskops 166.; — plāksne 149.; — prizmas 153.
 Polarizācijas plāksnes rotacija 167.
 Polarizators 149., 154.
 Postulats, Bohr'a 254., 257.
 Potencials, ierosmes 260.
 Pozitīvi kristali 157.; — as lēcas 52.
 Principš, Fermat 26; — Huygens'a 2., 3., 19., 20., 47., 98., 119., 156., 174.; — superpozīcijas 100.
 Pringsheims, sk. Lummer's.
 Prizma 33; — Amici 87.; — apvērseja 40.; — à vision directe 87.; — achromatiska 86.; — Cornu 203.; — compound 91.; — Nicol'a 153.; — polarizācijas 153.; — Rochon'a 154.; — totalreflektejoša 70.

Prizmas, krustotas 94., 227.
 Projekcijas aparats 73; — mikroskops 74.
 Prožektors 25.
 Purkinje efekts 184.
 Pusēna 6.

R.

Radiacija, kosmiskā 221.; — melna 194.; — penetrantā 221.; — sekundārā 182.; — ultravioletā 202.
 Radiācijas blīvums 200.; — formula, Planck'a 198.; — — Rayleigh'a 198.; — — Wien'a 198.; — likumi 195.; — spiediēns 200.
 Radiometriskais efekts 187., 201.
 Radiometrs 182.; — Crookes'a 182.; — Tear'a 182.
 Radiomikrometrs 181.
 Ramsdena okulars 68., 71.
 Rayleigh, formula 198.
 Redzešana 2.
 Refleksija 18.; — difuzā 20.; — no ieliektām virsmam 23.; — no izliektām virsmam 27.; — no metaliem 231.; — «metaliskā» 229.; — regulārā 20.; — selektīvā 189.; 205.; — ar spēja 232.; — totalā 28.; — un vadīspēja 233.
 Refrakcija 31., — atmosferā 41., 42.; — molekularā 36.; — uz liektām virsmam 44.
 Refrakcijas koeficients 31.75.; — — atkarība no blīvuma 36.; — — — temperatūras 36.
 Refrakcijas spēja 36.; — specifiskā 36.
 Refraktometrs 38.; 40.; kristal — 41.; sferiskais 41.

Relatīvā dispersija 85.
 Rezonance, optiskā 230.
 Režģis, difrakcijas 133.; — Rowland'a 136.
 Riņķi, Haidinger'a 116.; — Nutona 110.
 Ritschie eksperiments 192.
 Ritter's 202.
 Rochon'a prizma 155.
 Rombs, Fresnel'a 163.
 Rōmers, metode 14.
 Röntgen's 137.
 Rotacija, polarizācijas plāksnes 167.; — specifiskā 168.
 Rubens's un Hagens, metālu refleksija 231.
 Rubens's 188.
 Runge u. Paschen's 238.
 Rutherford'a atoms 249.; — un klasiskā mehanika 250.
 Rutherford's un Andrade, γ -stari 220.
 Rydberg'a konstante 247.; 256.

S.

Sacharimētrs 169,
 Saha 261.
 Saules spektra enerģija 190.
 Schmidt'a saules teorija 43.
 Schumann's 137.; 203.
 Schusters, difrakcijas problēmi 121.
 Sekcija, galvenā 150.
 Selektīvā absorpcija 224.; — dispersija 77.; 228.; — refleksija 189, 205.
 Sellmeiers, dispersijas formula 95.; 228.
 Serijas — izcelšanās 255.; 259.; — Balmer'a 240.; — Lyman'a 241.; — Paschen'a 241.; —

X -staru 243.; 258.
 Sferiskā aberācija 59.
 Siltums, starojošais 184.
 Siltuma stari 186.
 Sitieni, optiskie 113.
 Skala, viļņu 219.
 Snellius'a likumi 20.; 32.
 Sommerfeld's, *A.* 261.
 Spēja, absorpcijas 192.; — atdalīšanas 65.; — dioptriskā 56.; — emisijas 191.; — optisko instrumentu 143.
 Spektrānalīze 80.
 Spektrālie aparāti 90.
 Spektrogrāfs, 92.; — fluorīta 204.; — kvarca 203.; — vakuuma 204.
 Spektromētrs 91.; — a kalibrēšana 92.
 Spektroskops 91.
 Spektrs 77.; — absorpcijas 82.; 224.; — difrakcijas 136.; 190.; — emisijas 79.; 80.; — joslu 80.; — nepārtraukts 79.; — normālais 136.; — a robeža 213.; — Saules — 82.; — ultrasarkanais 187.; — ultravioletais 202.; — vienlaidus 79.; X -staru 141., 213., 219., 257.
 Spoguļi, eliptiski 26.; — Fresnel'a 104.; — ieliekti un izliekti 23.; — paraboliski 16.
 Stars 5.; — centralais 59.; — ekstraordinārais 150.; — ordinārais 150.; — polarizēts 148.
 Stari, diverģenti 5.; — gamma 220.; — u gājumu diference 101.; 102.; — koherenti 103.; — konverģenti 6.; — kūlis, lūšana 5.; — paliekošie 190.; 205.; — paraleli 5.; — siltuma 185.

Starks, efekts 235., 239.
 Starojošais siltums 184.
 Stāvviļņi, optiskie 117.
 Steinheila aplanats 72.
 Stefan'a likums 195.
 Stiprums, gaismas 7.
 Stokes'a likums 207., 230.
 Struktura — kristalu 142; — as
 elektroni.
 Superpozīcija 100.

T.

Tear'a radiometrs 182.
 Teleskops, astronomiskais 67.
 145.; — Galileja 69.; — Kep-
 pler'a 67.
 Temperatūras līdzsvars 185.; —
 radiācija 195.
 Termoelements 181.
 Thomson's. J. J. 212.
 Totalā refleksija 38.; disper-
 sija 85.
 Triboluminescence 178.
 Turmalīns 153.; — plates 155.
 Tyndall'a efekts 225.

U.

Ulrey 213.
 Ultramikroskops 145.
 Ultrasarkanais spektrs 187.; 189.
 Ultravioletais spektrs 202.

V.

Vakuumspektrografs 204.
 Van't Hoff's 168.
 Vaņavīksne 95.

Viļņa amplitūde 100.; — frek-
 vence 76.; — fronte 19; — —
 kristalā 156.; — gaņums 76.; —
 skaits 99.
 Vizuļošana, zvaigžņu 43.
 Verdet konstante 172.
 Voigtländer'a objektīvs 72.

W.

Wiechert's 212.
 Wien'a formula 198.; — likums
 196.; 197.
 Wood's 188, 228.; — metaliska
 refleksija 229.; — optiskā re-
 zonance 230.

X.

X-stari 137.; — izcelšanās 211.;
 — izklaide 223.; — difrakcija
 137.
 X-staru spektrs 141, 213.; —
 «baltais» 213.; — līniju 141.,
 215., 257.; — — enerģija 213.;
 — serijas 216.; 243.

Y.

Young's, interference 3., 97., 205

Z.

Zeeman'a efekts 236.; — inver-
 sais 236.; — normalais dublets
 236. : — normalais triplets 336.;
 — teorija 236.; 17 — tiešais
 238.; — transversālais 236.
 Zeiss'a anastigmats 72.
 «Zivs acs» 39.
 Zonas, Fresnel'a - Huygens'a 130.

Svarīgākās drukas kļūdas.

7 l. pusē		15 rindā	no apakšas	iespiests § 392	jabūt § 391
15	" "	13	" "	" pa	" par
34	" "	13	" "	" d	" α
41	" "	3	" "	" noteikta	" noteikt
48	" "	18	" "	augšas	novērojamās
95	" "	20	" "	apakšas	§ 397
99	" "	5	" "	"	$y = y_0 \sin 2\pi t$
161	" "	13	" "	augšas	$(2n + 1) \frac{1}{2}$
"	" "	8	" "	apakšas	ari
169	" "			formulā	$a = k \frac{b}{\lambda^2}$
178	" "	12	" "	apakšas	§ 388
179	" "	13	" "	"	§ 388
182	" "	12	" "	"	§ 401
183	" "	5	" "	augšas	§ 393
194	" "	18	" "	apakšas	ta
199	" "	15	" "	augšas	§ 400
201	" "	8	" "	"	šis
202	" "	10	" "	apakšas	radiomikrometrisko
222		tabelē 7	slejā,	augšā	00,60
223	" "	7 rindā	no	augšas	$2,24 \cdot 10^{-10}$
224	" "	7	"	"	§ 403

radiometrisko

0,600

2,24 · 10⁻¹⁰

§ 406.